

Institut für Plasmaphysik
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
des Landes Nordrhein-Westfalen

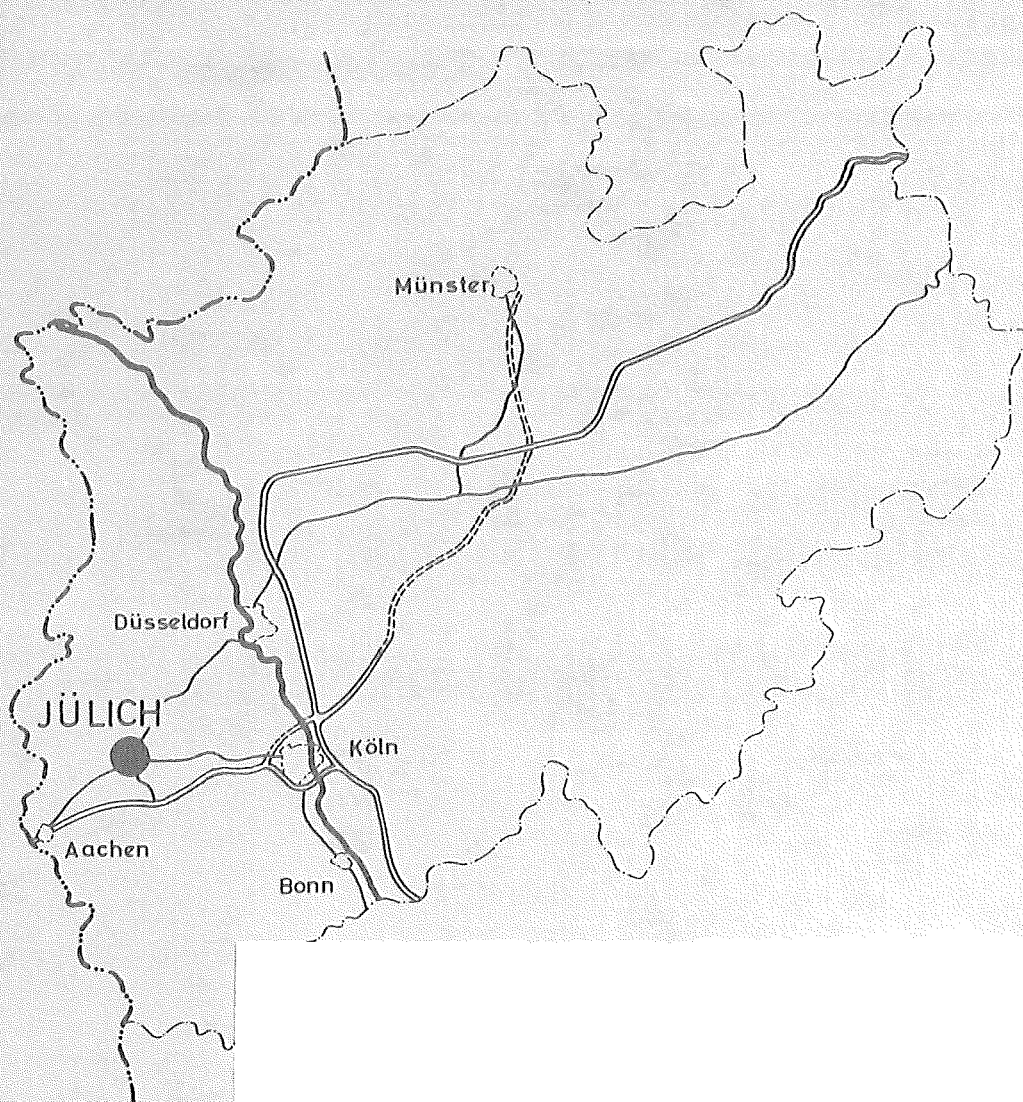
Experimente zur Aufheizung eines Deuteriumplasmas
mit Hilfe einer schnellen magnetischen Kompression

Eduard Hintz

Jül - 61 - PP

Juli 1962

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 61

Institut für Plasmaphysik Jülich - 61 - PP

Dok.: PLASMA-HEATING - PLASMA MAGNETIC COMPRESSION

DK 533.9.082.74 : 533.9.082.16 : 546.11-123

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich,
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Experimente zur Aufheizung eines Deuteriumplasmas mit Hilfe einer schnellen magnetischen Kompression

Eduard Hintz

B e r i c h t i g u n g

S. 8 Zeile 19 : B_o^2 statt B_o

S. 17 Zeile 10 : L_B statt I_B

(s. S. 10) entfällt

Zeile 12 : I statt L

S. 19 Zeile 17 : S. 10 statt S. 16

S. 36 Zeile 22 : 500 V statt 500 mV

S. 70 Zeile 32 : (vergl. S. 12) statt (vergl. S. 19)

S. 71 Zeile 5 : T_1 statt T

Zeile 20 : (vergl. S. 15) statt (vergl. S. 22)

ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit beschreibt Experimente zur Erzeugung eines Deuteriumplasmas großer Dichte und hoher Temperatur. Die Aufheizung des Deuteriums erfolgt im wesentlichen dadurch, daß ein zylindrisches Plasma relativ geringer Temperatur ($10\,000\text{ }^{\circ}\text{K}$) durch ein sehr schnell ansteigendes axiales Magnetfeld zur Achse hin beschleunigt und komprimiert wird.

Die Experimente schließen an vorhergehende Arbeiten im Institut für Plasmaphysik, Jülich, (4), (9), (31), (34), (35), (38), (39) und in anderen Laboratorien (2), (3), (5), (6), (11) an. Das Ziel der hier beschriebenen Versuche bestand darin, ein experimentelles Verfahren zu entwickeln, das es gestattet, die Anfangsbedingungen für die magnetische Kompression, vor allem die Größe und die Richtung des im Plasma eingeschlossenen Magnetfeldes sowie den Verunreinigungsgrad des Plasmas wählbar vorzugeben. Insbesondere sollte der Fall kleiner eingeschlossener Magnetfelder und geringen Verunreinigungsgrades verwirklicht werden.

Es erwies sich für die Durchführung dieses Programms als zweckmäßig, den gesamten Aufheizevorgang in drei Phasen zu unterteilen:

1. Vorionisation des Deuteriumgases, d.h. Erzeugung eines Ionisationsgrades $\ll 1\%$.
2. Vorheizung des Gases, d.h. die Elektronentemperatur wird so erhöht, daß das Gas nahezu vollionisiert und gut leitend ist.
3. Aufheizung des Plasmas durch schnelle Kompression mit Hilfe eines rasch ansteigenden Magnetfeldes.

Für die verschiedenen Phasen ist jeweils ein besonderer Stromerzeuger bestimmt, dessen Impedanz der ihm zugeordneten Aufgabe angepaßt werden kann. Die verschiedenen Generatoren werden nacheinander nach einem vorgewählten Zeitplan auf die magnetfelderzeugende Spule geschaltet, wobei die Einschaltzeiten mit einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-8}$ sec festgelegt werden können.

Auf diese Weise konnte beispielsweise ein Plasma mit einer Temperatur von etwa 1 Million Grad und einer Teilchendichte von 10^{17} cm^{-3} erzeugt werden. Im Gegensatz zu den bisher durchgeführten Experimenten ist das gesamte zeitliche Verhalten des Plasmas gut reproduzierbar. Die Energiedichte des Plasmas ist ungefähr gleich der Energiedichte des komprimierenden Feldes ($\beta = \frac{nkT}{B_a^2/2\mu_0} \approx 1$) und der Verunreinigungsgrad ist so gering, daß die Strahlung der Verunreinigungen bei der Interpretation der Meßergebnisse mit hoher Wahrscheinlichkeit nicht in Betracht gezogen werden muß.

Zeitaufgelöste Messungen der Zustandsgrößen (Druck und Volumen) wurden mit Hilfe einer Streak-Kamera und mit einer neuartigen Magnetfeldsonde durchgeführt. Energieaufnahme und Kompressionsgrad des Plasmas wurden mit bereits vorliegenden Rechnungen (9), denen ein vereinfachtes hydromagnetisches Modell zugrunde lag, verglichen. Diese Rechnungen wurden auch für die Dimensionierung des Experiments benutzt. In den untersuchten Fällen ergab sich eine bemerkungswerte Übereinstimmung zwischen Meßergebnissen und Rechnungen.

INHALTSVERZEICHNIS

Einleitung

1. Der Theta-Pinch als experimentelle Methode zur Erzeugung eines Plasmas hoher Dichte und Temperatur.

1.1 Die physikalischen Vorgänge.

1.1.1 Aufheizung des Plasmas.

1.1.1.1 Energiezufuhr während der schnellen Kompression.

1.1.1.2 Temperaturzunahme bei adiabater Kompression des Plasmas.

1.1.2 Strahlungsverluste.

1.1.3 Teilchenverluste.

1.1.4 Wirkungen eines eingeschlossenen, antiparallelen Magnetfeldes.

1.2 Zielsetzung und Methoden zu ihrer Verwirklichung.

1.2.1 Dimensionierung einer experimentellen Anordnung zur Erzeugung eines 100 eV Plasmas mit Hilfe einer schnellen, magnetischen Kompression.

1.2.2 Zustand des Deuteriumgases zu Beginn der schnellen, magnetischen Kompression.

1.2.3 Gesichtspunkte zur Erzeugung eines reinen Deuteriumplasmas von 15 000 - 20 000 °K.

1.2.4 Erzeugung eines Anfangsplasmas mit stationärem inneren Magnetfeld wählbarer Größe und Richtung.

1.2.5 Zündung einer elektrodenlosen Ringentladung mit und ohne Anfangsmagnetfeld.

2. Durchführung des Experiments.

2.1 Aufbau und Wirkungsweise der Apparatur.

2.1.1 Erzeugung der Magnetfelder.

2.1.2 Hochfrequenzsender.

2.1.3 Spule und Kollektor.

2.1.4 Steuerung.

2.1.5 Vakuumsystem und Gasaufbereitung.

2.1.6 Erdung und Abschirmung.

2.2 Meßverfahren.

2.2.1 Spannungsmessung.

2.2.2 Magnetfeldmessungen.

2.2.3 Photographische Messungen.

3. Ergebnisse und Folgerungen.

3.1 Messungen während der Vorentladung.

3.1.1 Zündung der elektrodenlosen Ringentladung.

3.1.2 Vorheizung.

3.1.3 Zusammenfassung und Diskussion der Meßergebnisse.

3.2 Messungen während der schnellen Kompression eines gutleitenden, hochionisierten Deuteriumplasmas.

3.2.1 Reproduzierbarkeit und Verunreinigungsgrad.

3.2.2 Konstanz des magnetischen Flusses und der Liniendichte.

3.2.3 Energieaufnahme und Kompressionsverhältnis.

3.2.4 Zusammenfassung und Diskussion der Meßergebnisse.

Anhang: Überlegungen zur Dimensionierung eines Experiments zur Erzeugung eines thermonuklearen Plasmas.

EINLEITUNG

Bis zum Jahre 1950 wurden in Laboratorien Plasmen mit einer Temperatur von etwa $50\,000\text{ }^{\circ}\text{K}$ erzeugt und untersucht. Diese Arbeiten waren vorwiegend durch Lichtbogenphysik und Astrophysik angeregt. Im Jahre 1946 machten Teller, Fermi und andere den Vorschlag, eine neue Energiequelle durch die kontrollierte Kernfusion zu erschließen. Sie berechneten, daß die Temperatur eines Kernfusionsreaktors mit einem Deuterium-Tritiumgemisch als Brennstoff bei einigen $10^7\text{ }^{\circ}\text{K}$ liegen müßte. Auf Grund dieser Anregung wurden in den folgenden Jahren in einigen Laboratorien Anstrengungen unternommen, ein derartiges Plasma zu erzeugen und einzuschließen.

Bei den bisher aufgebauten Apparaturen versucht man das Plasma durch Magnetfelder von der Wand zu isolieren und einzuschließen. Charakteristische Unterscheidungsmerkmale der verschiedenen Experimente sind Teilchendichte im Plasma sowie Dauer und Stärke der einschließenden Magnetfelder. Aus technologischen Gründen sind Magnetfelddauer und Größe nicht frei wählbar. Bisher können Magnetfelder größer als $100\,000$ Gauß nur kurzzeitig hergestellt werden. Feldstärken von der Größenordnung $10\,000$ Gauß kann man in genügend großen Volumina auch stationär erzeugen. Bei vorgegebener Plasmatemperatur wird andererseits durch die Größe des Magnetfeldes die maximale Teilchendichte bestimmt. Dies hat zu zwei Gruppen von Experimenten geführt. In der einen versucht man, Plasmen mit Teilchendichten zwischen 10^{13} cm^{-3} und 10^{14} cm^{-3} zu erzeugen bei Pulszeiten der Größenordnung Millisekunden; in der anderen Gruppe beträgt die Pulszeit ungefähr $10\text{ }\mu\text{sec}$ und die Teilchendichte ist etwa 10^{17} cm^{-3} . Im ersten Fall kann das Plasma häufig mit dem Einteilchenmodell, im zweiten mit dem hydromagnetischen Modell beschrieben werden.

Eine experimentelle Methode, mit der es in mehreren Laboratorien gelungen ist, ein Plasma mit einer Temperatur von etwa 1 keV und einer Teilchendichte von 10^{17} cm^{-3} zu erzeugen und für eine Zeit von der Größenordnung $5\text{ }\mu\text{sec}$ einzuschließen, ist der sogenannte " θ -Pinch". Der prinzipielle Verlauf dieses Experiments ist wie folgt (s. Abb. 1):

In einem zylindrischen, geraden Rohr befindet sich ein leitendes, vollionisiertes Deuteriumgas, dem eventuell ein Magnetfeld B_1 überlagert ist. Das Entladungsrohr ist z.B. von einer einwindigen Spule umschlossen, die über einen Schalter mit einer niederinduktiven Kondensatorbatterie verbunden ist. Bei Entladung der Batterie wird in der Spule ein Magnetfeld aufgebaut und gleichzeitig ein elektrisches Feld induziert. Das elektrische Feld erzeugt in den Randzonen des Plasmas eine Stromdichte j . Auf das Plasma wirkt also ein magnetischer Druckgradient $j \times B$, wobei B das axiale Magnetfeld ist. Sobald der äußere magnetische Druck größer wird als die Summe aus dem kinetischen Druck des Plasmas $n_0 k T_0$ (n_0 = Anfangsteilchendichte des Plasmas, T_0 = Anfangstemperatur des Plasmas) und dem Druck des inneren Magnetfeldes $\frac{B_1^2}{2\mu_0}$, erfolgt eine Beschleunigung des Plasmas zur Zylinderachse hin.

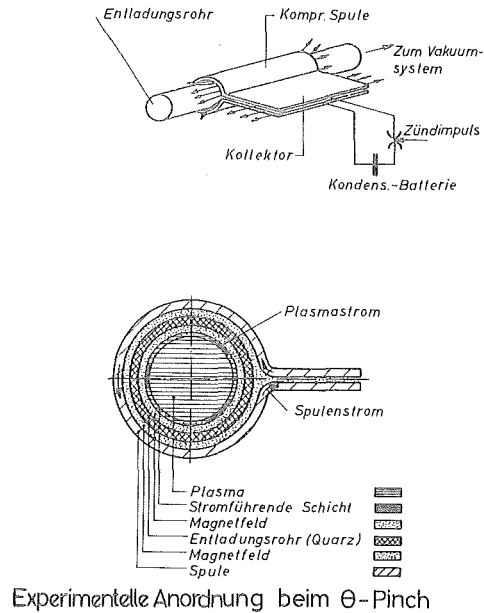


Abb. 1

Im allgemeinen ist die experimentelle Anordnung so dimensioniert, daß die Zeit, nach der $\frac{B_a^2}{2\mu_0} \gg n_0 k T_0$, klein ist gegenüber der Ausgleichszeit für Druckstörungen über den Plasmaradius $\frac{a_0}{v_s}$ (a_0 ist der Anfangsradius des Plasmazyllinders, v_s die Ausbreitungsgeschwindigkeit für eine Druckstörung). In diesem Fall entsteht eine zylindrische hydromagnetische Stoßwelle, die eine irreversible Aufheizung des Plasmas zur Folge hat. Das Gas hinter der Stoßwellenfront wird durch den magnetischen Kolben erfaßt und auf diese Weise der Plasmazyylinder als Ganzes mit Überschallgeschwindigkeit komprimiert. Bei einem weiteren Anstieg des Magnetfeldes wird das Plasma adiabatisch komprimiert und die Aufheizung folgt dem Adiabatengesetz.

Beim θ -Pinch erfolgt die Aufheizung also in drei Stufen:

1. Ohmsche Heizung in den Randzonen des Plasmas,
2. irreversible, mit Überschallgeschwindigkeit erfolgende Kompression des Plasmas,
3. reversible adiabatische Kompression des Plasmas.

Die Einschließung bezüglich der radialen Bewegung der Teilchen erfolgt durch ein homogenes axiales Magnetfeld. In axialer Richtung ist die Bewegung der Teilchen ungehemmt, das Plasma strömt daher an den Enden ungefähr mit Schallgeschwindigkeit aus. Definiert man die Einschließzeit t_E als die Zeit, in der die ursprünglich vorhandene Gesamtzahl der Teilchen auf $\frac{1}{e}$ abgenommen hat, so gilt $t_E \approx \frac{l}{v_s}$ (l = Länge der Spule) (11). Der zunächst ansprechende Gedanke, an Stelle des geraden Zylinders einen Torus zu verwenden und auf diese

Weise Endverluste zu vermeiden, führt nicht zum angestrebten Ziele. Wegen der Krümmung der Feldlinien ist der Betrag des komprimierenden Magnetfeldes auf der Oberfläche des Plasmas nicht konstant, und es wirkt als Folge davon auf das Plasma eine Kraft, die den Plasmaring sehr schnell an die Wand treiben würde.

Eine zusammenfassende Darstellung über den Stand der Experimente zu Beginn dieser Arbeit findet man in den Berichten der 4. Internationalen Konferenz über Ionisationsphänomene in Gasen vom August 1959. (1), (2), (3), (4), (5), (6) sowie in (38), (39). Die Experimente in den verschiedenen Laboratorien waren vor allem auf zwei Fragestellungen ausgerichtet:

1. Die Erzeugung möglichst hoher Temperaturen durch sehr schnelle Kompression des Plasmas ohne besondere Rücksicht auf Fragen, die eine längere Einschließungszeit des Plasmas betreffen.
2. Aufheizraten, Verluste und Stabilität eines vorgeheizten Plasmas während der adiabaten Kompression.

In Experimenten der 1. Art wurden mit Hilfe sehr hoch entwickelter Meßmethoden Elektronentemperaturen von etwa $2,8 \cdot 10^6$ °K und mittlere Ionenenergien von 10^7 °K in der Nähe des Strommaximums nachgewiesen (2). Der gesamte Stromimpuls dauerte jeweils nur ein bis zwei Mikrosekunden. Bei den Experimenten zur adiabaten Kompression betrug die gemessene Elektronentemperatur $7,7 \cdot 10^6$ °K bei einer Teilchendichte von 10^{16} cm⁻³ und einer Einschließungszeit von etwa 5 μsec (3). Die Meßergebnisse ließen sich mit Hilfe vereinfachter Modelle theoretisch deuten. In beiden Fällen wurde jedoch anerkannt, daß die Interpretation der Experimente schwierig und nicht eindeutig war, weil ein wesentlicher Teil der Anfangsbedingungen des Experimentes sowohl für die adiabate Phase als auch für die Phase der schnellen Kompression entweder unbekannt oder aber nicht reproduzierbar vorwählbar war. Diese Parameter waren die Konzentration der Verunreinigungsatome und die Größe und Richtung des im Plasma eingeschlossenen Magnetfeldes. Beide Parameter können Verluste, Aufheizung und Stabilität des Plasmas sehr stark beeinflussen.

Von einem Teil der Autoren (3), (1) wurde die Ansicht vertreten, daß bei allen zur Diskussion stehenden Kompressionsexperimenten im Plasma Magnetfelder unbekannter Größe eingeschlossen seien, die antiparallel zum komprimierenden Feld verlaufen. Derartige Magnetfelder könnten starke, nicht übersehbare Rückwirkungen auf das Verhalten des Plasmas während der Kompression haben.

Bei den im Institut für Plasmaphysik, Jülich, durchgeführten Experimenten zum θ -Pinch lag der Schwerpunkt der Arbeiten von vornherein auf einer Untersuchung der Stoßwellenphase (4), (31). Da dieser Zeitabschnitt den weiteren Verlauf der Kompression maßgeblich bestimmt, sollten größere und technisch aufwendigere Experimente erst aufgebaut werden, wenn die physikalischen Vorgänge während der schnellen Kompression ausreichend bekannt und die Ausgangsbedingungen für eine adiabate Kompression des Plasmas frei wählbar waren.

Aus dieser Sachlage folgte die Aufgabenstellung der hier vorgelegten Arbeit. Sie bestand darin, eine experimentelle Technik zu entwickeln, die es gestattet, den Betrag und die Richtung des zu Beginn der Kompression im Plasma vorhandenen Magnetfeldes sowie die Konzentration der Verunreinigungen q möglichst genau, wählbar vorzugeben. Mit Hilfe eines sehr schnell ansteigenden Magnetfeldes sollte das Ausgangsplasma irreversibel komprimiert werden, um auf diese Weise ein Plasma mit möglichst günstigen Eigenschaften für eine nachfolgende adiabate Kompression zu schaffen. Wie im einzelnen später begründet wird, sind für eine adiabate Plasmakompression zahlenmäßig folgende Anfangsbedingungen zu fordern:

$$T_1 \approx 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\beta_1 = \frac{nkT}{B_a^2/2\mu_0} \approx 1$$

$$q < 0,05 \%$$

Eine Verfolgung dieser Ziele machte gleichzeitig die Entwicklung von Meßverfahren erforderlich, um die Kompression des Plasmas und den zeitlichen Verlauf des inneren Magnetfeldes zu beobachten.

Von H. Jordan wurde vorgeschlagen, den zeitlichen Verlauf des für die Erzeugung und Kompression des Plasmas benötigten Magnetfeldimpulses durch Verwendung mehrerer Kondensatorbatterien variiert zu machen und den Stromgenerator den wechselnden Eigenschaften des Plasmas besser anzupassen. Dieses Verfahren schien im Hinblick auf Erfahrungen anderer Laboratorien (8), (30) besonders erfolgversprechend.

Als Kern der Versuchsanordnung für die schnelle Kompression sollte die bereits vorhandene niederinduktive 25 kV Kondensatorbatterie (4) benutzt werden, die von H. Fay und dem Autor konstruiert und gebaut war.

1. DER THETA-PINCH ALS EXPERIMENTELLE METHODE ZUR ERZEUGUNG EINES PLASMAS HOHER DICHTES UND TEMPERATUR.

1.1 DIE PHYSIKALISCHEN VORGÄNGE.

Der θ -Pinch ist dadurch charakterisiert, daß ein hoch ionisiertes, gut leitendes Gas relativ geringer Ausgangstemperatur (einige Elektronenvolt) vorwiegend durch Kompression auf hohe Temperatur gebracht wird (Kiloelektronenvolt, $1 \text{ KeV} = 1,14 \cdot 10^7 \text{ }^\circ\text{K}$).

Im Gegensatz zu Kompressionsvorgängen bei denen der Druck durch einen materiellen Kolben ausgeübt wird, wirkt hier ein Magnetfeld als Kolben. Der auf das Plasma ausgeübte Druck ist durch $\frac{B_a^2}{2\mu_0}$ gegeben.

Während der Kompression des Plasmazylinders dringt gleichzeitig das äußere Magnetfeld ins Plasma ein. Im Fall eines mechanischen Kolbens würde dies bedeuten, daß das Kolbenmaterial porös ist. Das Eindringen des Magnetfeldes folgt, wie alle Ausgleichsvorgänge, einer Differentialgleichung vom Typ der Diffusionsgleichung. Dementsprechend ergibt sich eine charakteristische Diffusionszeit $t_D \approx a^2 \sigma$ wobei σ die spez. Leitfähigkeit des Plasmas und "a" eine charakteristische Länge des Systems ist, in dem hier diskutierten Fall zum Beispiel der Plasmaradius. Sofern t_D genügend groß ist, kann man annehmen, daß das innere Magnetfeld im Verlauf der Kompression vernachlässigbar klein bleibt.

Während des gesamten Kompressionsvorgangs lassen sich zwei Phasen unterscheiden, für die jeweils eine bestimmte Art der Energieübertragung auf das Plasma charakteristisch ist:

1. Schnelle Kompression.

Mit Hilfe eines sehr schnell ansteigenden Magnetfeldes wird auf das Gas plötzlich ein Druck ausgeübt, demgegenüber der kinetische Druck des Gases zu vernachlässigen ist. Als Folge davon wird das Plasma mit Überschallgeschwindigkeit zur Achse getrieben. Dem Druck $\frac{B_a^2 - B_k^2}{2\mu_0}$ wird dabei durch die Trägheitskräfte des Plasmas das Gleichgewicht gehalten. Die auf das Plasma übertragene Energie liegt daher zunächst in Form gerichteter Bewegungsenergie vor. Infolge der durch die gleichzeitige Kompression bedingten hohen Dichten erwartet man, daß diese Energie durch Stöße schnell thermalisiert wird.

Die Zeit zur Einstellung einer Maxwellverteilung durch Coulombstöße beträgt nach (32):

$$t_M = 2.6 \cdot 10^{11} \frac{A^{\frac{1}{2}} \cdot W^{\frac{3}{2}}}{n \cdot \ln \Delta} \text{ sec}$$

A = Atomgewicht

W = Energie der gestreuten Teilchen in keV

Δ = Verhältnis der Debyelänge zu dem Stoßparameter, der eine Streuung um 90° bei einem einzelnen Stoß hervorruft ($\ln \Delta \approx 10 - 20$).

Dabei ist zu beachten, daß Elektronen und Ionen je nach Art des Aufheizmechanismus verschiedene Temperaturen haben können. Die Temperaturen gleichen sich in einer Zeit aus, die ungefähr um das $\sqrt{\frac{m_D}{m_e}}$ -fache größer ist als die Zeit zur Einstellung einer Maxwellverteilung bei Deuteronen.

2. Adiabate Kompression.

Nach der schnellen Kompression ist die Temperatur T des Plasmas wesentlich höher als zu Beginn. Dementsprechend ist die Schallgeschwindigkeit im Plasma, v_s , ebenfalls angestiegen ($v_s \approx \sqrt{T}$). Da außerdem der Plasmaradius infolge der Kompression kleiner geworden ist, ist die Ausgleichszeit für Druckstörungen so klein, daß man selbst bei konstanter Anwachsrate des Magnetfeldes den weiteren Kompressionsvorgang als adiabatisch betrachten kann.

Die Aufheizung wird dann durch folgende Gleichung beschrieben:

$$T = T_1 \left[\left(\frac{V_1}{V} \right)^{\gamma-1} - 1 \right]$$

T_1 = Plasmatemperatur zu Beginn der adiabaten Kompression.

V_1 = Plasmavolumen zu Beginn der adiabaten Kompression.

$\frac{V_1}{V}$ = Kompressionsfaktor.

$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{f+2}{f}$ = Verhältnis der spez. Wärmen.

f = Zahl der Freiheitsgrade der Teilchen.

Im allgemeinen wird ein Magnetfeld im Plasma eingeschlossen sein. Da während der Kompression an einem anfänglich eingeschlossenen Feld ebenfalls Arbeit geleistet wird, muß eine genauere Untersuchung der Plasmaaufheizung durch Kompression den Einfluß eines eingeschlossenen Feldes mitberücksichtigen.

Bisher war stillschweigend vorausgesetzt worden, daß während der Kompression Energieverluste zu vernachlässigen sind. Mit dieser Annahme soll in den folgenden beiden Abschnitten die Aufheizung eines Deuteriumplasmas mit eingeschlossenem, parallelem Feld aufgrund der bisher vorliegenden Literatur möglichst quantitativ beschrieben werden. Bei allen ausgeführten Experimenten kommen jedoch Teilchenverluste und Strahlungsverluste vor. Inwieweit derartige Verlustprozesse den Kompressions- und Aufheizungsvorgang beeinflussen können, wird dann in weiteren Abschnitten diskutiert.

In anderen Laboratorien werden im Augenblick die Experimente zum θ -Pinch meist so durchgeführt, daß zu Beginn der schnellen Kompression bereits ein starkes Magnetfeld im Plasma vorhanden ist, dessen Richtung antiparallel zum komprimierenden Magnetfeld ist. Für die Wahl dieses Verfahrens war die Beobachtung maßgebend, daß nur bei Vorhandensein eines antiparallelen, eingeschlossenen Magnetfeldes Neutronen bisher beobachtet und hohe Elektronentemperaturen gemessen wurden. Einige Gesichtspunkte zu den Wirkungen eines eingeschlossenen, antiparallelen Feldes während der magnetischen Kompression eines Plasmas sollen im letzten Unterabschnitt behandelt werden. Im übrigen Teil der Arbeit wird vorausgesetzt, daß das eingeschlossene Magnetfeld parallel zum komprimierenden Feld ist.

1.1.1 AUFHEIZUNG DES PLASMAS BEIM THETA-PINCH.

1.1.1.1 ENERGIEZUFUHR WÄHREND DER SCHNELLEN KOMPRESSION.

Die einem Plasma während einer schnellen magnetischen Kompression zugeführte Energie ist von verschiedenen Autoren abgeschätzt (8), (9), (10) beziehungsweise numerisch berechnet worden (40). Im folgenden wird Bezug genommen auf Rechnungen von H. Kever, der in seiner Dissertation das dynamische Verhalten des Plasmas während der Kompression mit und ohne eingeschlossenem Magnetfeld behandelt hat und dessen Rechnungen die Ergebnisse der Autoren (8), (10) mit einschließen. Die wichtigsten, hier interessierenden Ergebnisse seien im folgenden kurz zusammengestellt.

Die Kompression des Plasmazylinders ohne inneres Magnetfeld wurde anhand des sog. "free particle" Modells beschrieben. Hierbei wird ein druckloses, elektrisch neutrales Plasma betrachtet, dessen wesentliche physikalische Eigenschaften darin bestehen, daß die Ionen während des Kompressionsvorgangs keine Stöße ausführen, daß die Teilchen an der Grenzschicht Plasma-Magnetfeld, d.h. am Kolben, elastisch reflektiert werden und daß kein Magnetfeld während der Kompression ins Plasma eindringt. Die Energieaufnahme des Plasmas ließ sich geschlossen ausdrücken und es ergibt sich folgender Ausdruck für die mittlere Energie pro Teilchen:

$$K \cdot T_i = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{m_i}{\pi \mu_0}} \cdot \frac{U_E}{N^{1/2}}$$

T_i = "Iontemperatur"; m_i = Ionenmasse;

N = Liniendichte = Zahl der Teilchen pro cm Rohrlänge;

U_E = an der Innenseite des Entladungsrohres induzierte Ringspannung.

Schreibt man für $U_E = - \frac{d\phi}{dt} = - F_E \frac{dB}{dt}$, so sieht man daß die zeitliche Ableitung des Magnetfeldes die wesentliche physikalische Größe (F_E ist die Querschnittsfläche des Entladungsrohres) darstellt.

Für die Kompressionszeit t_c folgte aus den Rechnungen:

$$t_c = \left[(L_B + 2/3 L_S) \frac{1}{U_0} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{\mu_0 \cdot \pi}} \cdot \sqrt{N} \right]^{1/2}$$

L_B = Induktivität des äußeren Entladungskreises.

L_S = Induktivität der Spule.

l = Länge der Spule.

U_0 = Ladespannung der Kondensatoren.

Einige Plasmaeigenschaften werden durch ein dem Plasma überlagertes Magnetfeld B_0 sehr stark beeinflusst. Dies trifft insbesondere auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Druckstörungen zu; für die gilt:

$$v_A = \sqrt{v_S^2 + \frac{B_0^2}{\mu_0 \cdot \rho}}$$

oder für den Fall

$$v_S^2 \ll \frac{B_0^2}{\mu_0 \cdot \rho}$$

$$v_A = \sqrt{\frac{B_0^2}{\mu_0 \cdot \rho}} = \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \cdot \rho}}, \quad (\text{Alfvengeschw.})$$

ρ = Massendichte.

Wenn man unter sonst gleichen experimentellen Bedingungen das zu Beginn der Kompression vorhandene Magnetfeld B_0 genügend groß macht, kann man erreichen, daß der gesamte Kompressionsvorgang reversibel adiabat verläuft. Dementsprechend ist die Energieaufnahme des Plasmas geringer als im Fall des magnetfeldfreien Plasmas.

Ein gewisses Maß dafür, ob der Kompressionsvorgang adiabat verläuft oder nicht, liefert die Größe des Verhältnisses von Aufbauzeit des äußeren magnetischen Drucks t_p zur Ausgleichszeit für Druckstörungen über den Radius t_A .

Für eine irreversible schnelle Kompression ist notwendig $\frac{t_p}{t_A} \ll 1$.

Bei dem betrachteten Experiment gilt

$$t_p = \frac{B_0}{\frac{dB}{dt}}; \quad t_A = \frac{2a_0}{B_0 \sqrt{\mu_0 \cdot \rho}}$$

das heißt

$$\frac{1 \cdot B_0 \cdot L_B}{\mu_0 \cdot U_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \cdot m_i}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}} < 1$$

Von H. Kever wurde die Bewegung des Plasmas mit innerem Magnetfeld mit Hilfe des sog. Schneepflugmodells beschrieben. Hierbei wird angenommen, daß das Plasma vom magnetischen Kolben in einer dünnen Schicht aufgesammelt und nach innen getrieben wird. "Dünn" heißt dabei, daß die Dicke der Schicht klein ist im Verhältnis zum Plasmaradius.

Der kinetische Druck des Plasmas wird bei den Rechnungen ebenfalls vernachlässigt.

Die Größe des anfangs eingefangenen Magnetfeldes wird in einer reduzierten Einheit \hat{B} ($\hat{B} = \frac{\mu_0 \cdot U_0 \cdot t_c}{1 \cdot L_B}$) gemessen, die durch die jeweiligen experimentellen Bedingungen bestimmt ist. Es gilt:

$$\left(\frac{B_0}{\hat{B}} \right)^2 = \frac{t_p}{t_A}$$

Aus dem numerisch durchgeführten Rechnungen ergeben sich für die Energieaufnahme und die Kompression des Plasmas folgende allgemeine Aussagen*:

1. Für $\frac{B_0}{B} < 0,1$ bzw. $\frac{t_p}{t_A} < 0,01$

ist die Energie pro Teilchen im Augenblick der maximalen Kompression bis auf einen nahezu konstanten Faktor durch die aus dem free particle-Modell berechnete Abhängigkeit bestimmt.

Bei sonst gleichen Verhältnissen ist die Energieaufnahme des Plasmas nach dem Schneepflugmodell um einen Faktor 3 - 4 kleiner als im free particle-Modell. Da in dem ersten Fall ein vollkommen unelastischer Stoß, im zweiten Fall ein elastischer Stoß der Teilchen am Kolben vorausgesetzt wird, ist dieser Unterschied auch zu erwarten. Mit wachsendem $\frac{B_0}{B} > 0,1$ nimmt dann die Energieaufnahme sehr schnell ab.

2. Das maximale Kompressionsverhältnis hängt auch für $\frac{B_0}{B} < 0,1$ sehr stark von der Größe des eingeschlossenen Feldes ab.

Unabhängig von dem maximalen, jeweiligen Kompressionsverhältnis $\mathcal{K} = \left(\frac{a_0}{a_p}\right)^2$ (a_p = momentaner Plasmaradius) besitzt das Plasma jedoch bereits bei $\mathcal{K} = 16$ 90 % seiner Maximalenergie. Im folgenden wird deshalb bei einer schnellen magnetischen Kompression mit $\mathcal{K} = 16$ gerechnet.

1.1.1.2 TEMPERATURZUNAHME BEI ADIABATER KOMPRESSION DES PLASMAS.

Ein Plasma der Temperatur T_1 soll durch ein ansteigendes Magnetfeld komprimiert werden. Es stellt sich die Frage, wie die dabei erreichbare Endtemperatur von T_1 und der Anfangs- und Endstärke des äußeren Magnetfeldes abhängt. Eine weitere Größe, die die Aufheizung beeinflussen kann, ist das anfangs vorhandene innere Magnetfeld B_{i1} . Es hat sich eingebürgert, das jeweils eingeschlossene Feld durch das äußere Magnetfeld und eine neue dimensionslose Größe β auszudrücken. β ist das Verhältnis von kinetischem Druck des Plasmas zum Druck des äußeren Magnetfeldes:

$$\beta = \frac{nkT}{B_a^2/\mu_0}$$

Dementsprechend gilt:

$$B_i = B_a \sqrt{1 - \beta}$$

Ein axiales, inneres Magnetfeld verhält sich während der Kompression wie ein zweidimensionales Gas ($\gamma = 2$; $\frac{f+2}{f} = \gamma$). Für den Fall, daß das Plasma ebenfalls als zweidimen-

*Es wird hier nur der Grenzfall betrachtet, daß die Induktivität der Kompressionsspule groß ist gegenüber der inneren Induktivität der Kondensatorbatterie.

sionales Gas zu betrachten ist, kann man also erwarten, daß sich die Aufheizgleichungen für die beiden Fälle $\beta = 1$ und $\beta \ll 1$ nicht unterscheiden.

Bei Experimenten zum θ -Pinch kann man mit $\gamma = 5/3$ d.h. $f = 3$ rechnen, da im allgemeinen die Kompressionszeit viel größer als die Streuzzeit für Deuteronen ist. In dem folgenden Teil dieser Arbeit wird aus diesem Grund allgemein $f = 3$ und $\gamma = 5/3$ vorausgesetzt. In diesem Fall muß die Temperaturzunahme des Plasmas während der Kompression für $\beta = 1$ und $\beta \ll 1$ unterschiedlich sein. Für $\beta \ll 1$ und $\gamma = 5/3$ wird am Magnetfeld während der Kompression relativ mehr Arbeit geleistet als am Plasma. Die Aufheizung ist also weniger effektiv als im Fall $\beta = 1$. Außerdem wird das β während der Kompression abnehmen.

Die Aufheizung eines Plasmas während einer langsamen magnetischen Kompression ist von Kolb (11) für beide Fälle berechnet worden. Die Gleichungen lauten:

1. $\beta = 1$

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{B}{B_1} \right)^{0.8}$$

2. $\beta \ll 1$

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{B}{B_1} \right)^{0.67}$$

Das Ausmaß der unterschiedlichen Aufheizung drückt sich in den Exponenten aus.

1.1.2 STRAHLUNGSVERLUSTE.

Bei allen bisher zitierten Abschätzungen der Aufheizraten wird vorausgesetzt, daß während des Aufheizvorganges keine Energie verloren geht. Eine untere Grenze für Strahlungsverluste wird durch die Wasserstoffbremsstrahlung gesetzt. Auch nur geringe Konzentrationen an Verunreinigungen, d.h. an Atomen höherer Kernladungszahl, können jedoch die Strahlungsverluste beträchtlich erhöhen. Rechnungen zur Abschätzung der Energieverluste durch Strahlung sind von Post (12) durchgeführt worden.

Strahlung von Verunreinigungen kann auf verschiedenen Wegen entstehen. In dem für Stoßwellenaufheizung interessanten Temperaturbereich von 10 - 100 eV wird von Post (12) die Linienstrahlung von lithiumähnlichen Ionen als die wesentliche Quelle für Strahlungsverluste angegeben. Der Grund ist, daß Drei-Elektron-Ionen ein relativ hohes Ionisierungspotential, jedoch einen stark begünstigten 2S - 2P Übergang mit einer Anregungsenergie haben, die wesentlich kleiner ist als die Ionisierungsenergie. Die Strahlungsleistung wird für diesen Fall (12) angegeben mit

$$P = 1,2 \cdot 10^{-26} \cdot q_{Z-3} \cdot n_e^2 \left[-E_i(-v_{Z-3}) \right] \text{ Watt/cm}^3$$

q_{Z-3} = Bruchteil der Ionen, die noch drei Elektronen haben.

$$v_{Z-3} = \frac{2 \cdot 10^{-3} (Z-2)}{T_e}$$

q_{Z-3} ist dabei durch die sog. Coronagleichung bestimmt, die den Ionisationszustand eines Plasmas beschreibt, wenn der Ionisation durch Elektronenstoß die Strahlungsrekombination

das Gleichgewicht hält. Es wird angenommen, daß die Coronagleichung bis zu Elektronendichten von ungefähr 10^{17} cm^{-3} gültig ist.

Bei Temperaturen größer als 100 eV können andere Arten von Strahlung von Bedeutung sein, z.B. Strahlung wasserstoffähnlicher Ionen (12):

$$P_{Z-1} = 0,3 \cdot 10^{-25} \cdot q_{Z-1} \cdot N_e^2 \cdot \frac{-E_1(-V_{Z-1})}{T_e^{1/2}} \text{ Watt/cm}^3$$

q_{Z-1} = Bruchteil der Ionen, die noch ein Elektron haben.

$$V_{Z-1} = \frac{1,0 \cdot 10^{-2} Z^2}{T_e}$$

oder aber Rekombinationsstrahlung:

$$P_R = 1,3 \cdot 10^{-32} \cdot N_e^2 \cdot q_Z \cdot \frac{Z^4}{T_e^{1/2}} \text{ Watt/cm}^3.$$

Bei sehr hoher Temperatur ist die Frei-frei-Strahlung von Ionen hoher Ordnungszahl am stärksten.

$$P_B = 0,5 \cdot 10^{-30} \cdot N_e \cdot N_i \cdot Z^2 \cdot T_e^{1/2} \text{ Watt/cm}^3$$

Vergleicht man die in einer charakteristischen Zeit, bei der schnellen Kompression z.B. in der Kompressionszeit, abgestrahlten Energien mit den in derselben Zeit zugeführten Energien, so bekommt man bei einer konstanten angenommenen Aufheizung eine Abschätzung für die maximal zulässige Verunreinigungskonzentration q einer bestimmten Ionenart.

Beim θ -Pinch kommen auf jeden Fall Sauerstoff und Kohlenstoff als Verunreinigungen in Frage, da man damit rechnen muß, daß sich auf den Wänden der Entladungsrohre dünne Schichten von Wasser und Pumpöl befinden. Je nach der Art der Materialien, mit denen das Plasma in Berührung kommt, können auch Ionen mit noch höherer Kernladungszahl vorhanden sein, etwa Si ($Z = 14$) bei Quarz als Wandmaterial oder Al ($Z = 13$) bei Aluminiumoxyd.

1.1.3 TEILCHENVERLUSTE.

Bei einem axialen, homogenen Magnetfeld bewegen sich geladene Teilchen auf spiralenförmigen Bahnen entlang der Feldlinien. Den jeweiligen Mittelpunkt der Gyration bezeichnet man als Führungszentrum. Ein stoßfreies Plasma im homogenen Magnetfeld ist dadurch gekennzeichnet, daß die Führungszentren an den Feldlinien haften. Auch beim Vorhandensein eines Dichtegradienten findet also keine Diffusion senkrecht zum Feld statt. Als Folge von Stößen zwischen Elektronen und Ionen können die Teilchen von einer Feldlinie zur anderen wandern. Setzt man voraus, daß die Gyrationenradien und die Elektron-Ion-Stoßfrequenz klein sind, so sind Teilchenverluste senkrecht zum Feld vernachlässigbar.

Die Teilchenbewegung in axialer Richtung wird durch das Vorhandensein eines Magnetfeldes nicht beeinflußt. Wird das axiale Magnetfeld also durch eine Spule endlicher Länge l erzeugt, so kann das Plasma an den Enden frei ausströmen.

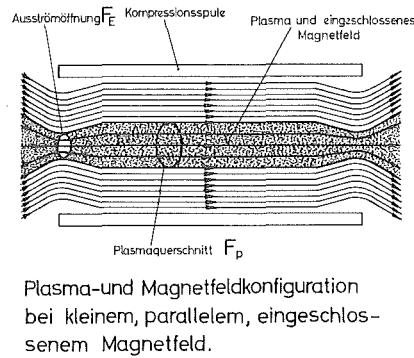


Abb. 2

Teilchenverluste auf Grund des Ausströmens an den Enden sind von Kolb (11) unter der Voraussetzung, daß die freie Weglänge für Deuteron-Deuteron-Stöße klein ist gegenüber der Länge l der Spule, berechnet worden. Hat der Plasmazylinder ebenfalls die Länge l und den Querschnitt F_p und ist der Querschnitt der Ausströmöffnung F_E , dann sind die Teilchenverluste durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} n \cdot V &= 2 n \cdot v_{Z1} \cdot F_E \\ &= V \cdot n \cdot \frac{1}{\frac{l \cdot R}{2v_{Z1}}} \end{aligned}$$

$$R = \frac{F_p}{F_E} = \text{"Spiegelverhältnis"}$$

v_{Z1} = mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Ionen in axialer Richtung.

Es läßt sich also eine charakteristische Zeit für Teilchenverlust $t_E = \frac{R \cdot l}{2v_{Z1}}$ definieren, die im folgenden als Einschließungszeit bezeichnet werden soll.

Man erkennt, daß bei einer mit Schall- oder mit Überschallgeschwindigkeit erfolgenden, schnellen Kompression Endverluste vernachlässigbar sind, falls $\frac{a_0}{v_s} / \frac{1}{v_{Z1}} \ll 1$ oder damit gleichbedeutend $\frac{a_0}{l} \ll 1$ ist.

Im Falle der adiabaten Kompression ist es nur dann sinnvoll von einer Einschließungszeit zu reden, wenn $t_E > t_{ad} \approx \frac{1}{4} t_B$, wobei t_B die Schwingungsperiode des Entladungskreises und t_{ad} die Dauer der adiabaten Kompression ist. Wesentlich ist, daß t_E durch Wahl von l

beeinflussbar ist. Der Faktor R bestimmt ebenfalls die Länge der Einschließungszeit. Über seine Größe im Falle einer zylindrischen Spule ist jedoch nicht viel bekannt. Hier verdient die Tatsache Beachtung, daß R auf jeden Fall sehr stark von β abhängt. Wird das Experiment so geführt, daß $\beta \ll 1$, so ist offensichtlich $F_p = F_E$, d.h. $R = 1$. Für den Fall $\beta = 1$ aber muß an den Enden des Plasmazylinders ein Abfall des kinetischen Druckes stattfinden, als dessen Folge (s. Abb. 2) das äußere Magnetfeld den Plasmazylinder abschnürt. Nach Rechnungen von Grad und Mitarbeitern (13) liegt dann der Radius der Ausflußöffnung zwischen dem Gyrationradius der Deuteronen und dem der Elektronen. Auf jeden Fall gilt $F_p > F_E$, d.h. $R > 1$. Ein Plasma mit $\beta = 1$ wäre also möglicherweise von großem Interesse, da man größere Einschließungszeiten erwarten könnte.

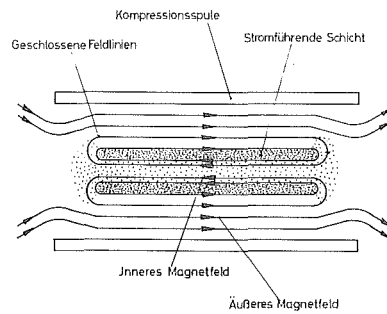
Im Zusammenhang mit den verschiedenen Ausströmverlusten bei großem und kleinem β ist noch eine weitere Tatsache bemerkenswert. Nimmt man an, daß der äußere magnetische Druck zeitlich konstant ist, so hat man im Fall $\beta \ll 1$ eine Ausströmung bei konstantem Volumen, im Fall $\beta = 1$ eine Ausströmung bei konstantem Druck. In diesem Zusammenhang errechnet Kolb (11), daß für $\beta = 1$ die Ausströmung zu einer zusätzlichen Aufheizung des Plasmas führen kann, während für $\beta \ll 1$ die Endverluste zu einer Abkühlung des Plasmas führen.

1.1.4 WIRKUNGEN EINES EINGESCHLOSSENEN ANTIPARALLELEN MAGNETFELDES.

Wenn vor Beginn der Kompression ein Magnetfeld im Plasma antiparallel zum komprimierenden Magnetfeld vorhanden ist, so treten Erscheinungen auf, die bisher noch nicht behandelt worden sind. Zunächst kommt ein neuer Aufheizmechanismus zur Wirkung: Die Interdiffusion von Magnetfeldern verschiedener Richtung.

Zur Erklärung betrachten wir folgenden Fall. Eine dünne Übergangsschicht trenne ein Gebiet, in dem ein axiales Magnetfeld und Plasma vorhanden sind, von einem Gebiet, in dem sich ein dazu antiparalleles Magnetfeld im Vakuum befindet. In der Grenzschrift Plasma-Vakuum müssen Ströme fließen, die die Trennung der Magnetfelder ermöglichen. Bei endlicher Plasma-leitfähigkeit ist zur Aufrechterhaltung der Ströme ein elektrisches Feld notwendig. Dies bedeutet aber eine Änderung des magnetischen Flusses im Inneren des Plasmas oder in anderen Worten: eine Interdiffusion der Felder. Die magnetische Energie wird daher im Plasma dissipiert und es erfolgt eine Aufheizung des Plasmas. Ein Plasma mit niedrigem β geht in ein Plasma mit hohem β über. Dieser Heizmechanismus ist zum ersten Male von Rosenbluth (14) beschrieben und quantitativ berechnet worden. Als Vorstufe zu einer adiabaten Kompression des Plasmas ist eine derartige Aufheizmethode deshalb von besonderem Interesse, weil keine starke Kompression des Plasmas dabei erforderlich ist. Über die Struktur und Stabilität einer derartigen Grenzschrift liegen allerdings wenig Kenntnisse vor. Es können durchaus andere Mechanismen als Coulomb-Stöße für die Felddiffusion verantwortlich sein, z.B. Plasmaschwingungen (33).

Betrachtet man einen Plasmazylinder endlicher Länge mit eingeschlossenem inneren Magnetfeld, der sich in einem axialen homogenen Magnetfeld befindet, dessen Richtung antiparallel zum inneren Feld ist, so erhält man eine Feldlinienkonfiguration, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist.



Geschlossene Feldlinien bei antiparallelem, eingeschlossenem Magnetfeld.

Abb. 3

An den Enden des Plasmazylinders sind die Feldlinien geschlossen. Eine derartige Konfiguration führt beim θ -Pinch u.a. zu folgenden Wirkungen:

1. Während der schnellen magnetischen Kompression treten wegen des magnetischen Druckgradienten an den Enden axiale, in die Rohrmitte gerichtete Stoßwellen auf.
2. Während der adiabaten Kompression sind die Endverluste geringer, da die Feldlinien geschlossen sind und keine materiellen Wände geschnitten werden.

Im Interesse einer klaren experimentellen Fragestellung wird im folgenden der Fall des antiparallelen eingeschlossenen Feldes nicht weiter behandelt, d.h. es wird immer vorausgesetzt, daß eingeschlossene Felder parallel zum äußeren Feld sind. Die experimentelle Anordnung wurde jedoch so aufgebaut, daß grundsätzlich Experimente mit eingeschlossenen, antiparallelen Feldern möglich sind.

1.2 ZIELSETZUNG UND METHODEN ZU IHRER VERWIRKLICHUNG.

Gegenwärtiges Ziel der experimentellen Arbeiten im Institut für Plasmaphysik, Jülich, ist die Erzeugung eines Deuteriumplasmas mit einer Temperatur von etwa 1 keV, dessen Verhalten durch Stöße bestimmt ist und das für eine Zeit von der Größenordnung $10 \mu\text{sec}$ eingeschlossen werden soll (15). Unter den genannten Bedingungen kann eine so hohe Zahl von Kern-

reaktionen erwartet werden, daß eine meßbare Anzahl von Neutronen erzeugt wird, wobei das Plasma als thermonuklear bezeichnet werden kann. Der Theta-Pinch soll als experimentelle Methode zur Aufheizung und Einschließung des Plasmas dienen.

Die experimentellen Ausgangsbedingungen beim Θ -Pinch sind gegeben durch eine niederinduktive Kondensatorbatterie, eine einwindige, zylindrische Spule, ein Entladungsrohr, dessen Außendurchmesser gleich dem Innendurchmesser der Spule und dessen Wandstärke vernachlässigbar klein ist und durch Art und Dichte des Gases, mit dem das Entladungsrohr gefüllt ist.

Es erhebt sich die Frage, inwieweit sich bei einem eventuell aufzubauenden Experiment die Daten der experimentellen Anordnung durch die gewünschten Eigenschaften des zu erzeugenden Plasmas bestimmen lassen. Eine derartige Zuordnung ist mit Hilfe der in den vorstehenden Abschnitten gebrachten Abschätzungen zur Aufheizung und Einschließung eines Plasmas beim Θ -Pinch in der Tat möglich. Entsprechende Überlegungen und Rechnungen sind im einzelnen in Anhang I wiedergegeben.

Es ergeben sich dort explizit die Daten einer experimentellen Anordnung, mit der es möglich sein müßte, ein 1 keV Plasma mit einer Dichte von 10^{17} cm^{-3} zu erzeugen, wenn die benutzten theoretischen Vorstellungen und die daraus folgenden Beziehungen über das Plas-maverhalten während des Ablaufs des Θ -Pinchs richtig sind. Beim Kompressionsvorgang interessiert insbesondere die nach Einschalten der Kondensatorbatterie zunächst erfolgende "schnelle" Kompression des Plasmas. Kompressionsgrad und zugeordnete Energieaufnahme während dieser Phase wurden anhand der folgenden Beziehungen berechnet, die sich aus den Rechnungen von H. Kever ergeben:

$$T_1 \approx 1,7 \cdot 10^{10} \frac{U_0}{\sqrt{N}} \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$\frac{a_0}{a_1} \approx 4$$

U_0 = Ladespannung der Kondensatoren in Volt.

T_1 = Plasmatemperatur nach der "schnellen" Kompression.

a_0 = Anfangsradius des Plasmas.

a_1 = Plasmaradius nach der schnellen Kompression.

Diese Gleichungen sind anwendbar, wenn das anfänglich eingeschlossene Magnetfeld B_0 genügend klein ist: $\frac{B_0}{B} < 0,1$ (vergl. S. 11).

Für die Dimensionierungsbetrachtungen im Anhang und für die Rechnungen von H. Kever wird ferner vorausgesetzt, daß die Liniendichte N und der magnetische Fluß ϕ während der Kompression erhalten bleiben: $N = \text{const.}$, $\phi = \text{const.}$

Vor der Anwendung dieser Gleichungen auf die Dimensionierung eines technisch aufwendigen Experimentes ist es notwendig zu untersuchen, inwieweit sie die wirklich vorliegenden Verhältnisse richtig beschreiben.

Dazu ist jedoch nicht das im Anhang dimensionierte große und aufwendige Experiment erforderlich. Vielmehr lassen sich die genannten theoretischen Voraussetzungen an einem kleinen Experiment nachprüfen, das speziell nach den Erfordernissen einer schnellen irreversiblen Kompression dimensioniert ist.

Diesen Überlegungen entsprechend wird in dem folgenden Teil dieser Arbeit der Aufbau und die technischen Verfahren eines Experiments zur schnellen magnetischen Kompression eines Plasmas beschrieben. Daran anschließend erfolgt eine experimentelle Nachprüfung der oben formulierten theoretischen Voraussetzungen und Erwartungen.

1.2.1 DIMENSIONIERUNG EINER EXPERIMENTELLEN ANORDNUNG ZUR ERZEUGUNG EINES 100 EV PLASMAS MIT HILFE EINER SCHNELLEN MAGNETISCHEN KOMPRESSIION.

Die Untersuchungen an der schnellen magnetischen Kompression eines Deuteriumplasmas sollen bei möglichst geringem technischen Aufwand unter den gleichen Bedingungen durchgeführt werden, wie sie während der Stoßwellenphase bei dem im vorigen Abschnitt und im Anhang diskutierten großen θ -Pinch Experiment vorliegen würden. Nach erfolgter Plasmakompression soll also gelten (vergl. Anhang):

$$N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

$$T = 100 \text{ eV}$$

Damit die Verteilung von Größen wie N , T und B_1 noch der Messung zugänglich ist, wird für den Plasmaradius a_1 genau wie im Fall des großen θ -Pinch Experiments (vergl. Anhang) gefordert:

$$a_1 = 5 \text{ mm}$$

Einem $\beta = 0,9$ würde mit den bisherigen Festsetzungen ein inneres Magnetfeld

$$B_{i1} \approx 12\,000 \text{ Gauß}$$

entsprechen.

N , a , T_1 und B_1 sind, entsprechend den Betrachtungen im Anhang, durch folgende Beziehungen mit den experimentellen Ausgangsgrößen verknüpft:

$$1) \quad T_1 \approx 1,7 \cdot 10^{10} \frac{U_0}{\sqrt{N}}$$

$$2) \quad \frac{a_S}{a_1} \approx 4$$

$$3) \quad N = \text{const.}, \quad \phi = \text{const.}$$

Die Forderung nach geringen Teilchenverlusten während der Stoßwellenkompression und nach einem homogenen axialen Magnetfeld läßt sich durch folgende Bedingung ausdrücken:

$$4) \quad \frac{a_S}{l} \ll 1, \text{ die angenähert werden soll durch:}$$

$$\frac{a_S}{l} = \frac{1}{10}$$

Um die Voraussetzungen für die Rechnungen mit dem Schneepflugmodell zu erfüllen wird für die Kompressionszeit t_c (vergl. 1.1.1.1) der schnellen Kompression gefordert:

$$5) \quad t_c \ll t_B/4 \quad \left(\frac{t_B}{4} = \text{Viertelperiode der Entladung}\right)$$

Für die folgende Dimensionierung nehmen wir an

$$\frac{t_c}{t_B/4} = \frac{1}{10}$$

$$t_c = \left[\frac{2a_S \cdot l \cdot L_B}{\mu^{1/2} \cdot U_0} (m_i \cdot n_0)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (\text{s. S. 10})$$

L_B = Induktivität des äußeren Entladungskreises,

L = Länge der Spule,

m_i = Masse der Ionen,

n_0 = Teilchendichte zu Beginn der Kompression.

Bei den hier diskutierten Experimenten ist $m_i = m_0 = 3,3 \cdot 10^{-24} \text{ g}$. Genau wie im Anhang wird für L_B verlangt: $L_B \ll L_S$. Im Rahmen der hier durchgeführten Übersichtsrechnung wird gerechnet mit $L_B = 0,2 L_S$.

Für die experimentelle Anordnung liefern die vorstehenden Gleichungen folgende angenäherte Werte:

Spannung an der Spule	U_E : 20 kV
Spulenradius	a_S : 2 cm
Spulenlänge	l : 20 cm
Kapazität der Batterie	C : 25 F
Anfangsdichte n_0	: 10^{16} cm^{-3}
Anfangsmagnetfeld B_{10}	: 700 Gauß

Es bleibt noch zu prüfen, ob mit diesen Parametern die Bedingung: $\frac{B_0}{B} < 0,1$, die die Voraussetzung für die Gültigkeit der Gleichungen 1) und 2) darstellt, eingehalten wird. Die Rechnung ergibt, daß dies der Fall ist.

Bei den angegebenen Abmessungen hat die Kompressionsspule eine Induktivität von ungefähr 10 nH, d.h. L_B sollte einen Wert von der Größenordnung 1 nH haben.

Der Bau einer Kondensatorbatterie mit einer derartig niedrigen Induktivität stellt ein schwieriges technisches Problem dar. Beispielsweise hat ein konzentrisches Kabel, $L_{\text{Kabel}} = 2 \cdot 10^{-9} \cdot 1 \cdot \ln \frac{r_a}{r_i}$, mit einem Radius des Außenleiters $r_a = 5$ cm, einem Radius des Innenleiters $r_i = 2$ cm und einer Länge von nur 2 cm bereits eine Induktivität von 1 nH. Dieses Problem läßt sich nur lösen, indem man eine große Anzahl niederinduktiver Kondensatoren parallel schaltet. Einzelheiten dazu werden in 2.1.1 mitgeteilt.

Eine besondere physikalische Schwierigkeit besteht noch darin, die Größe des eingeschlossenen Magnetfeldes zu Beginn der Kompression zu beherrschen. Dieses Problem wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

1.2.2 ZUSTAND DES DEUTERIUMGASES ZU BEGINN DER SCHNELLEN MAGNETISCHEN KOMPRESSION.

Eine wirkungsvolle schnelle Kompression des Plasmas wird erhalten, wenn nach dem Einschalten der Kondensatorbatterie an der Oberfläche des Plasmazylinders in kurzer Zeit ein Drucksprung aufgebaut wird. Dies setzt voraus, daß das in der Spule erzeugte Magnetfeld nicht ins Plasma eindringt. Eine dünne stromführende Schicht, die Plasma und äußeres Magnetfeld trennt, kann sich nur dann ausbilden, wenn die Anfangsleitfähigkeit des Plasmas genügend hoch ist.

Die Anforderung an die Leitfähigkeit kann man schärfer formulieren:

Die Diffusionszeit t_D des Magnetfeldes ins Plasma muß wesentlich größer sein als die Zeit t_p , die notwendig ist, um einen magnetischen Druck an der Plasmaoberfläche zu erzeugen, der gleich ist dem kinetischen Druck des Plasmas. Die in der Oberfläche des Plasmas fließenden Ströme bewirken im folgenden Zeitabschnitt eine rasche weitere Aufheizung der Randzonen des Plasmas.

Unter unseren experimentellen Bedingungen gilt nach (17):

$$t_D = 1/20 \mu_0 \cdot F_0 b$$

b = Plasmaleitfähigkeit

F_0 = Grundfläche des Plasmazylinders.

Man ist zunächst geneigt, die Aufbauzeit t_p durch die Gleichung

$$\left(\frac{dB}{dt} t_p \right)^2 = 2 \mu_0 \cdot nkT, \text{ mit } \frac{dB}{dt} = \frac{\mu_0}{l} \cdot \frac{U}{L_B}$$

zu bestimmen. Bei den in Frage kommenden kurzen Zeiten jedoch würde diese Gleichung zu einem falschen Ergebnis führen, da das anfängliche $\frac{dB}{dt}$ wegen der relativ großen Schaltzeit der bei der Kondensatorbatterie benutzten Schalter wesentlich kleiner ist, als der obigen Gleichung entsprechen würde.

Eine bessere Abschätzung für t_p erhält man, wenn man t_p mit der Schaltzeit der Funkenstrecken gleichsetzt, für die gilt nach (18):

$$t_s = 20 \text{ nsec.}$$

Fordert man etwa $t_D = 10 t_p$, so ist dazu eine Elektronentemperatur von etwa 1,5 eV notwendig. Die Elektronentemperatur sollte nicht wesentlich höher sein, damit bei einem Kontakt des Plasmas mit der Wand möglichst wenig Teilchen hoher Ordnungszahl aus der Wand herausgeschlagen werden.

Um die physikalischen Vorgänge möglichst übersichtlich zu machen, Energieverluste zu vermeiden und einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie zu ermöglichen, soll das Plasma zu Beginn der Kompression noch folgende weitere Eigenschaften haben:

1. Das Gas sollte nahezu vollständig ionisiert sein, damit alle Teilchen in Bezug auf ihre radiale Bewegung mit Sicherheit durch das axiale Magnetfeld eingeschlossen werden. Bei Teilchendichten von 10^{16} cm^{-3} und einer Elektronentemperatur von 1,5 eV ist ein Ionisationsgrad von 80 % zu erwarten (19).
2. Die Konzentration an Verunreinigungen sollte möglichst gering sein, um die Strahlungsverluste während der Kompression klein zu halten. Als obere Grenze für den maximal zulässigen Verunreinigungsgrad an Sauerstoff bekommt man entsprechend (S. 16) $q < 10^{-3}$. Nimmt man an, daß C und O im gleichen Maße zu Verlusten beitragen können, so folgt $q \approx 10^{-4}$.

Werden diese Forderungen nicht eingehalten, so besteht die Möglichkeit, daß die Elektronentemperatur, bei der beispielsweise die O VI-Linie am stärksten strahlt ($T_e = 20 \text{ eV}$), nicht überschritten wird. Vorausgesetzt, daß $Z = 10$ die höchste bei den Verunreinigungen vorkommende Kernladungszahl ist, sind die Energieverluste auf Grund von anderen Strahlungsarten von der Größenordnung der Wasserstoffbremsstrahlung.

1.2.4 GESICHTSPUNKT ZUR ERZEUGUNG EINES REINEN DEUTERIUMPLASMAS VON 15 000 - 20 000 GRAD.

Der im vorigen Abschnitt beschriebene Plasmazustand zu Beginn der Kompression soll mit Hilfe einer Vorheizentladung erzeugt werden. Diese Entladung muß insbesondere so beschaffen sein, daß die im kalten Gas vorhandene Konzentration an Verunreinigungen während der Entladung nicht auf Grund von Wechselwirkungen des Plasmas mit Wänden erhöht wird. Um von der Wechselwirkung mit Elektroden herrührende schwere Teilchen im Plasma zu vermeiden, ist es zweckmäßig, eine elektrodenlose Ringentladung zur Vorheizung zu benutzen. Eine derartige Entladung gewährt den weiteren Vorteil, daß von vornherein nur axiale Magnetfelder im Entladungsraum vorhanden sind.

Als Generator für den Betrieb einer elektrodenlosen Ringentladung dient gewöhnlich ein Röhrensender. Die verfügbare Leistung dieser Sender liegt im stationären Betrieb bei

einigen Kilowatt, im gepulsten Betrieb bei 100 Kilowatt. Auf Grund der niedrigen Induktivität der Kompressionsspule ist es außerordentlich schwierig, die Entladung an den Sender mit gutem Wirkungsgrad anzukoppeln. Andererseits bereitet es technisch keine Schwierigkeit, einen Hochfrequenzimpuls mit einer Leistung von etwa 100 M Watt zu erzeugen, wenn man einen niederinduktiven Kondensator über die Spule entlädt (8). Die Schwingung ist allerdings gedämpft, dieser Nachteil fällt bei dem hier geplanten Experiment nicht sehr ins Gewicht. Das experimentelle Verfahren läßt sich dann folgendermaßen beschreiben. Zu irgendeinem Zeitpunkt wird durch Entladung eines Kondensators in der Spule ein hochfrequentes elektromagnetisches Wechselfeld erzeugt, das man durch das maximale elektrische Feld E_{\max} , das maximale Magnetfeld B_{\max} und durch die Schwingungsfrequenz ν charakterisieren kann. B_{\max} und ν sollen im folgenden abgeschätzt werden. Eine obere Grenze für E_{\max} wird sich später aus technischen Forderungen ergeben.

Wenn das induzierte azimutale elektrische Feld genügend groß ist, erfolgt der Durchbruch des Gases zu einer elektrodenlosen Ringentladung. Nach einer gewissen Zeit wird sich ein Plasma ausbilden, von dem hier angenommen werden soll, daß es nahezu vollionisiert ist und eine Elektronentemperatur von etwa 1,5 eV hat.

Bei einer Teilchendichte $n = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und einer Temperatur von 1,5 eV beträgt der kinetische Druck des Plasmas ungefähr 1/25 Atmosphäre. Diesem Druck entspricht ein äußeres Magnetfeld von 1000 Gauß.

Da die durch die Kondensatorenentladung erzeugte Schwingung gedämpft ist und für die Formierung des Plasmas eine gewisse, zunächst noch unbekannte Zeit in Anspruch genommen wird, sollte B_{\max} einige Tausend Gauß betragen.

Wenn die Plasmatemperatur $T \approx 1,5 \text{ eV}$ ist und sich außerdem homogene Verhältnisse längs des Spulenradius eingestellt haben, soll der Kompressionsimpuls auf die Spule geschaltet werden. Es wurde ferner gefordert, daß das Magnetfeld im Innern des Plasmazyllinders in diesem Augenblick möglichst gering ist. Bei einem Radius des Plasmazyllinders von 2 cm ist diese Forderung näherungsweise erfüllt, wenn die Frequenz des äußeren magnetischen Wechselfeldes einen Wert von etwa 1 MHz hat.

Damit der Kompressionsvorgang reproduzierbar wiederholt werden kann, ist es notwendig:

1. daß der zeitliche Verlauf der Spannung an der Spule reproduzierbar ist,
2. daß der zeitliche Verlauf der elektrodenlosen Ringentladung und dabei insbesondere die Zündung der Entladung reproduzierbar ist.

1.2.5 ERZEUGUNG EINES ANFANGSPLASMAS MIT STATIONÄREM INNEREN MAGNETFELD WÄHLBARER GRÖSSE UND RICHTUNG.

Bisher war die Aufgabe gestellt, ein nach Möglichkeit magnetfeldfreies Anfangsplasma zu erzeugen, damit eine wirkungsvolle Aufheizung des Plasmas durch den Theta-Pinch möglich wurde. Man möchte andererseits die theoretischen Vorstellungen über das dynamische Verhalten des Plasmas mit eingeschlossenem Feld prüfen. Dazu ist notwendig, daß man als zusätzlichen Anfangsparameter das eingeschlossene Magnetfeld nach Betrag und Richtung vorgeben kann.

Die einfachste experimentelle Möglichkeit, dem Plasma ein stationäres axiales Magnetfeld zu überlagern, besteht darin, eine zusätzliche Kondensatorbatterie über die Kompressionspule zu entladen. Damit dieses Magnetfeld während der Dauer der Kompression konstant ist, muß die Frequenz des aus Magnetfeldbatterie, Kompressionsspule und eventuellen zusätzlichen Induktivitäten gebildeten Schwingkreises klein sein gegenüber der Frequenz des Schwingkreises, der den Kompressionsimpuls erzeugt.

1.2.6 ZÜNDUNG DER ELEKTRODENLOSEN RINGENTLADUNG MIT UND OHNE ANFANGSMAGNETFELD.

Die hier behandelte elektrodlose Ringentladung ist dadurch ausgezeichnet, daß im Entladungsraum elektrische und magnetische Felder auftreten, die aufeinander senkrecht stehen. Als Folge davon sind die Elektronenbahnen wesentlich komplizierter und die Energieübertragung auf die Elektronen unübersichtlicher als bei vielen anderen Entladungsarten, bei denen das Magnetfeld entweder zu vernachlässigen oder aber parallel zum elektrischen Feld ist.

Das Magnetfeld kann erst dann auf die Bewegung der Elektronen einen wesentlichen Einfluß haben, wenn $\nu_e < \nu_g$ (ν_e = Elektron-Atom-Stoßfrequenz, ν_g = Elektron-Gyrationsfrequenz). Mit dieser Annahme und unter der weiteren Voraussetzung, daß die Kreisfrequenz der elektrodlosen Ringentladung wesentlich kleiner ist als die Elektron-Atom-Stoßfrequenz, kann die Energieaufnahme der Elektronen für Zeiten von der Größenordnung $\frac{1}{\nu_g}$ abgeschätzt werden (6), (20). Hier soll nur untersucht werden, welche Parameter für eine schnelle und reproduzierbare Ionisierung des Gases von Bedeutung sind.

Das elektrische Feld E_φ kann während der betrachteten kurzen Zeiten als konstant angenommen werden und es gilt $E_\varphi = \frac{r}{2} \cdot \frac{dB}{dt}$. Die Größe des elektrischen Feldes ist also proportional dem Radius, aus diesem Grund sollen im folgenden nur die Randzonen des Gaszylinders betrachtet werden. Ferner wird angenommen, daß zu Beginn der Entladung vorhandene oder durch Ionisation neu entstehende Elektronen Energien haben, die klein sind verglichen mit der Ionisationsenergie.

Zunächst sei vorausgesetzt, daß beim Einschalten der Vorheizentladung kein stationäres Magnetfeld vorhanden ist. In diesem Fall folgen elektrisches und magnetisches Feld den Gleichungen:

$$E = E_{\max} \cos \omega t$$

$$B = B_{\max} \sin \omega t$$

Während einer Halbperiode lassen sich zwei Phasen unterscheiden:

1. Das Zeitintervall in der Nähe des Nulldurchgangs des Magnetfeldes.

Die in dem betrachteten Zeitabschnitt vorhandenen Elektronen können trotz der kleinen Anfangsgeschwindigkeiten große Gyrationenradien haben ($r_g = \frac{m \cdot v}{e \cdot B}$). Sie werden im elektrischen Wirbelfeld beschleunigt und können große Energien aufnehmen. Falls die Elektronen nicht an der Wand verloren gehen, kann diese Energie für viele Ionisierungsakte ausgenutzt werden. Die Gesamtzahl der möglichen Ionisierungsprozesse ist proportional der Anfangsdichte n_{e0} .

2. Die gesamte übrige Zeit der Halbperiode.

In diesem Zeitbereich ist das Magnetfeld so groß, daß $r_g \ll a$ ist. Das Magnetfeld kann näherungsweise für Zeiten von der Größenordnung $\frac{1}{\omega_g}$ als konstant angesehen werden.

In der hier vorwiegend betrachteten Randzone des Plasmazylinders hängt die Energieaufnahme eines freien Elektrons, das während dieses Zeitabschnitts entsteht, von der Elektronendichte n_e ab. Der Term $v \times B$ in der Bewegungsgleichung führt zu einer radialen Bewegung der Teilchen. Die Elektronen werden stärker beschleunigt als die Ionen. Die dadurch bedingte Ladungstrennung führt zu Raumladungsfeldern $E_r \approx n_e \cdot x$, wobei x der Abstand der Elektronen von den als ruhend angenommenen Ionen ist.

Das Verhalten des Elektrons während dieses Zeitabschnitts ist in zwei Fälle unterteilbar, je nachdem die Grenzschiebtdicke $\lambda_D = \frac{v_{\perp}}{\omega_p}$ groß oder klein gegenüber dem Gyrationradius $r_g = \frac{v}{\omega_g}$ der Elektronen ist ($\frac{1}{\omega_p} = \sqrt{\frac{m}{4\pi \cdot n \cdot e^2}}$ = Ausgleichszeit für elektrost. Störungen im Plasma).

$$a) \quad \omega_p < \omega_g ; \quad \lambda_D > r_g$$

Die Grenzschiebtdicke ist groß gegen den Gyrationradius; die Bewegung der Elektronen wird vorwiegend durch die Gyration bestimmt der sich eine radiale Drift des Führungszentrums überlagert. Die Maximalgeschwindigkeit der Elektronen ist gleich der zweifachen Driftgeschwindigkeit in gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern.

$$v_{\text{radial}} = \frac{2E_{\varphi}}{B_z}$$

$$b) \quad \omega_p > \omega_g ; \quad \lambda_D < r_g$$

Die Gyration der Elektronen wird durch das Raumladungsfeld behindert. Die Elektronen folgen im wesentlichen dem azimuthalen elektrischen Feld und die Geschwindigkeit der Elektronen ist bestimmt durch

$$v_{\text{azimutal}} \sim E_{\varphi} \cdot t$$

Da der Feldverlauf sinusförmig ist, schwankt die Gyrationfrequenz zwischen Null und $\omega_g \text{ max} = \frac{e}{m} \cdot B_{\text{max}}$.

Durch Ionisierung entstehende, neue Elektronen treffen Bedingungen an, die durch einen der drei diskutierten Fälle (1), (2a), (2b) charakterisiert sind. Die Bedingungen von (1) sind bei den hier vorliegenden Verhältnissen ($\frac{dB}{dt} \approx 5 \cdot 10^{10}$ Gauß/sec, $r = 2$ cm) nur für sehr kurze Zeiten verwirklicht. Nach etwa 10^{-9} sec bereits ist die Bewegung der Elektronen durch die radiale Drift $\frac{E_{\varphi}}{B_z}$ bestimmt ist. Durch Vergleich dieser Driftgeschwindigkeit mit der zur Ionisierung erforderlichen Geschwindigkeit ergibt sich, daß die Elektronen nur dann die für eine Ionisierung ausreichende Energie erhalten, wenn das Magnetfeld kleiner als 500 Gauß ist. Dieser Wert wird bei einem $\frac{dB}{dt}$ von $5 \cdot 10^{10}$ Gauß/sec bereits nach 10^{-8} sec überschritten.

Liegen die Bedingungen von (2b) zu irgendeinem Zeitpunkt vor, so liegen sie immer vor, wenn man voraussetzt, daß das E-Feld konstant ist. Die Teilchendichte nimmt nämlich exponentiell zu, während die Gyrationfrequenz nur linear anwächst. Infolgedessen wird man vor allem in den Randzonen einen schnellen Aufbau des Plasmas erwarten. Rechnet man während der Vorentladung mit Maximalfeldern von 3000 Gauß, so entspricht dies einer Elektronengyrationfrequenz von 10^{10} Hz. Die Plasmafrequenz erreicht den gleichen Wert bei einer Elektronendichte von $5 \cdot 10^{10}$ Elektronen pro cm^3 . Die wesentlichste Folgerung dieser Überlegungen ist, daß eine hohe Anfangsdichte der Elektronen und damit ein weiterer Vorionisationsmechanismus für eine reproduzierbare und schnelle Ionisation des Gases von Bedeutung ist.

Wenn zu Beginn der Ringentladung bereits ein stationäres Magnetfeld innerhalb der Spule vorhanden ist, so können sich die Zündverhältnisse zumindest während der ersten Halbwelle stark ändern. Das Auftreten und die Reihenfolge der oben diskutierten Fälle wird durch das Vorzeichen und die Größe des stationären Magnetfeldes relativ zum Maximalfeld des oszillierenden Feldes bestimmt.

Um günstige Verhältnisse für eine Zündung während der ersten Halbwelle zu erhalten, ist es zweckmäßig:

1. Gegensätzliche Polarität für beide Felder zu wählen,
2. die Amplitude des stationären Feldes höchstens doppelt so groß wie die des oszillierenden Feldes zu wählen.

Unter diesen Voraussetzungen geht das Magnetfeld in der ersten Halbwelle durch Null, während gleichzeitig das induzierte elektrische Feld noch eine Amplitude von 86 % der Maximalamplitude hat. Die beiden für eine schnelle Ionisation günstigen Fälle (1) und (2b) werden also auf jeden Fall durchlaufen.

2. DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTES.

2.1 AUFBAU UND WIRKUNGSWEISE DER APPARATUR.

Die wichtigsten Bestandteile der experimentellen Anordnung sind:

1. Magnetfeldgeneratoren,
2. Spule und Kollektor,
3. Steuerungssystem,
4. Entladungsrohr, Vakuumsystem und Gasaufbereitung.

Die speziellen Aufgaben und die grundsätzliche Funktionsweise dieser Geräte und Bauelemente werden in den folgenden Abschnitten beschrieben. Folgende Gesichtspunkte allgemeiner Art waren beim Aufbau der Apparatur zu beachten:

1. Reproduzierbare Herstellung der wesentlichen Anfangs- und Randbedingungen, z.B. Verlauf der Spannung an der Spule, Magnetfeldverteilung in der Spule, Gasdruck und Zusammensetzung des Gases im Entladungsrohr.
2. Einfache Bedienungs- und Überwachungsmöglichkeit der Apparatur, damit Serienversuche möglich werden.
3. Vielseitiger Zugang zum Entladungsrohr, damit möglichst viele Meßverfahren gleichzeitig eingesetzt werden können.

2.1.1 ERZEUGUNG DER MAGNETFELDER.

a) Hauptbatterie.

Der Magnetfeldimpuls zur schnellen magnetischen Kompression des Plasmas wird durch plötzliches Entladen einer niederinduktiven Kondensatorbatterie über die Kompressionspule erzeugt. Die dabei entstehende Schwingung ist schwach gedämpft und nur die erste Halbwelle wird experimentell ausgenutzt.

Die Kondensatorbatterie besteht aus dreißig Kondensatoren, die durch niederinduktive Verbindungen parallelgeschaltet sind. Jeder Kondensator hat eine Kapazität von $0,5 \mu\text{F}$, eine Induktivität von 25 nH und kann auf 25 kV aufgeladen werden. Der gesamte kapazitive Energiespeicher hat eine innere Induktivität von etwa 1 nH.

Zu jedem Kondensator gehört eine eigene Funkenstrecke als Schalter. Es werden offene Funkenstrecken in Luft benutzt, die eine Schaltzeit von ungefähr 10^{-8} sec haben. Bei

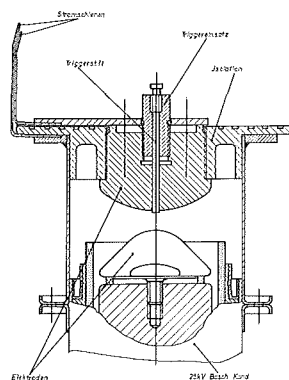
Atmosphärendruck und einer Schaltspannung von 25 kV beträgt die Induktivität des Funkens zu Beginn der Entladung 25 nH. Die Schalter tragen zur Gesamtinduktivität des Entladungskreis also ebenfalls 1 nH bei.

Die dreißig Funkenstrecken sollen gleichzeitig gezündet werden. Gleichzeitig zünden heißt dabei: die Funkenstrecken innerhalb einer Zeit, die von der Größenordnung der Schaltzeit ist, zum Durchschlag zu bringen. Die dazu erforderliche Technik wurde im Institut für Plasmaphysik vor einigen Jahren entwickelt (18), (21) und konnte weitgehend übernommen werden. Dies traf insbesondere auf die spezielle Bauart der Schalter zu.

Es werden sog. Trigatrons benutzt. Das sind Funkenstrecken mit drei Elektroden und folgender Funktionsweise: An einer der beiden Hauptelektroden liegt die Schaltspannung, die andere befindet sich auf Erdpotential. Die geerdete Elektrode ist durchbohrt und durch die Bohrung wird isoliert ein Molybdänstift als Hilfselektrode eingeführt. Die Stirnfläche der Hilfselektrode liegt in einer Ebene mit der Oberfläche der Hauptelektrode (s. Abb. 4). Gibt man auf die Hilfselektrode einen sehr schnell ansteigenden Spannungsimpuls genügender Höhe, so wird innerhalb der Anstiegszeit der Spannung ein Hilfsfunke erzeugt. Dieser bewirkt den Durchschlag der Hauptfunkenstrecke. Wenn die Schaltspannung in der Nähe der statischen Durchschlagsspannung liegt, erfolgt die Zündung innerhalb von 10^{-6} sec. Die Streuung in der Ansprechzeit ist kleiner als 10^{-6} sec.

Damit bei vielen parallelgeschalteten Funkenstrecken jede einzelne nach Einsatz des Hilfsfunkens mit hoher Wahrscheinlichkeit durchschlägt, muß die Streuzeit kleiner sein als die Laufzeit eines elektrischen Signals zwischen zwei Funkenstrecken. Das bedeutet die Entkopplung der Funkenstrecken während der Streuzeit. Diese Forderung läßt sich beim Aufbau der Batterie leicht berücksichtigen, indem man die Verbindungsleitungen entsprechend lang wählt.

Die endgültige technische Ausführungsform der benutzten Funkenstrecken ist in Abb. 4 dargestellt.



Hochstromschalter für 25 kV Bosch Kondensator

Abb. 4

Mit Ausnahme der Hilfelektrode und des zugehörigen Isolierrohrs überstehen derartige Funkenstrecken ohne Störung etwa 1000 Entladungen. Der Hilfselektrodeneinsatz muß alle 1000 Entladungen ausgewechselt werden.

Bei der Verwendung von 30 Funkenstrecken benötigt man 30 Steuerimpulse, die gleichzeitig an den verschiedenen Hilfsfunkenstrecken ankommen. Für diesen Zweck wurde ein besonderer Steuerimpulsgenerator entwickelt: Ein Kondensator mit einer Kapazität von $0,1 \mu\text{F}$ und einer inneren Induktivität von 20 nH wird über dreißig parallelgeschaltete Kabel gleicher Länge und gleichen Wellenwiderstandes (300 Ohm) entladen. Als Schalter wird ein Trigatron benutzt, so daß die Gesamtinduktivität des Generators ungefähr gleich 50 nH ist.

Wenn man in 1. Näherung annimmt, daß die Kabel am Ende offen sind, so ist die Spannung am Kabelausgang gegeben durch:

$$V(t) = 2 V_0 \left[1 - \exp \left(- \frac{Z}{30L} \cdot t \right) \right]$$

Danach erscheint es zunächst als zweckmäßig, den Wellenwiderstand der Kabel möglichst groß zu wählen, damit die Anstiegszeit $\tau_1 = \frac{30L}{Z}$ der Spannung klein wird.

In Wirklichkeit sind die Kabel am Ausgang belastet mit der Kapazität C_H der Hilfelektrode gegen die Hauptelektrode (s. Abb. 4). Wenn Z groß wird, wird die Zeit $\tau_2 = Z \cdot C_H$ mit der die Kapazität aufgeladen werden kann ebenfalls groß. Der Anstieg wird optimal wenn $\tau_1 = \tau_2$.

Mit $C_H = 2 \cdot 10^{-11}$ F folgt für den Wellenwiderstand des einzelnen Kabels $Z \approx 300$ Ohm.

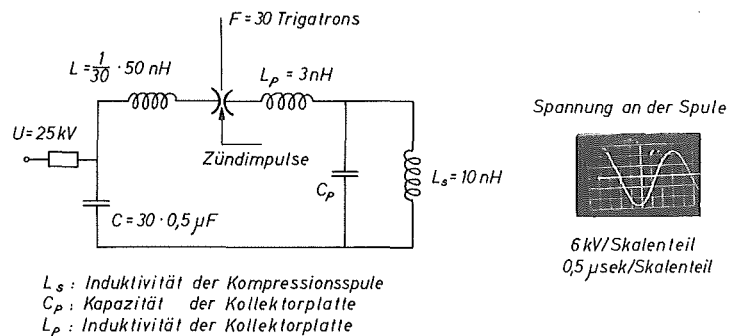
Die gesamte Kondensatorbatterie ist sehr kompakt gebaut und in einem Holzkasten untergebracht, der einen Raum von 4 m^3 einnimmt. Das mit der Entladung verbundene Geräusch ist auf Grund der geschlossenen Bauweise von Batterie und Einzelschalter gering.

Um zu verhindern, daß während der Entladung außerhalb der Batterie starke elektromagnetische Störfelder auftreten, ist die Batterie bis auf einen schmalen Spalt zur Durchführung der Stromschienen mit Messingblech vollständig abgeschirmt.

Die Kondensatorbatterie wird über eine große Kollektorplatte mit der Kompressionsspule verbunden. Spule und Kollektorplatte werden im nächsten Abschnitt beschrieben. Das Ersatzschaltbild des Entladungskreises zusammen mit einem Oszillogramm des Spannungsverlaufs an der Spule zeigt Abb. 5.

In folgender Tabelle sind die wichtigsten Daten des Entladungskreises zusammengefaßt.

Energie	5 kJoule
Ladespannung der Kondensatoren	25 kV
Kapazität der Kondensatorbatterie	15 μ F
Maximales Magnetfeld in der Spule	46,5 kGauß
Maximaler Magnetfeldanstieg	$\left. \frac{dB}{dt} \right _{\max} = \frac{U_0}{L_B + L_S} \cdot \frac{\mu_0}{1} \cdot 1,5 \cdot 10^{11} \text{ Gauß/sec}$
Viertelperiode der Entladung	0,8 μ sec



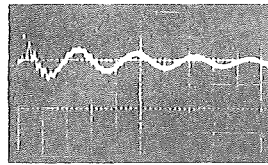
Elektrisches Ersatzschaltbild des Entladungskreises

Abb. 5

b) Vorentladung.

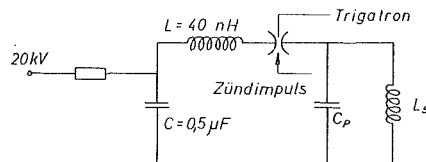
Ein Schaltbild des Schwingkreises zur Erzeugung des magnetischen Wechselfeldes der Vorentladung zeigt Abb. 6. Als Kapazität dient ein 25 kV, 0,5 μ F Kondensator. Die Induktivität des Kreises setzt sich zusammen aus der Induktivität der Kompressionspule und den inneren Induktivitäten der anderen Kreiselemente wie Schaltfunkenstrecke, Kondensator und Zuleitungen. Das Verhältnis von Spuleninduktivität zu Gesamtinduktivität beträgt etwa 1 : 5. Wenn der Kondensator auf 25 kV aufgeladen wird, erscheint also eine Spannung von 5 kV an der Spule. Die magnetische Feldstärke in der Spule erreicht bei dieser Ladespannung einen Wert von 5500 Gauß. Das Magnetfeld schwingt mit einer Frequenz von 900 KHz und die Dämpfungskonstante beträgt 2,6 μ sec.

Abb. 6 zeigt ein Oszillogramm von der Spannung an der Spule. Der Hauptschwingung von 900 KHz ist eine Schwingung von etwa 10 MHz überlagert. Diese Schwingung entsteht dadurch, daß beim Entladen des Kondensators zusätzlich der Schwingkreis gebildet aus Kapazität des Kollektor- und Leitungssystems und Induktivität der Kompressionsspule angestoßen wird.



0.5 μsec/Skalenteil
5 kV/Skalenteil

Spannung an der Spule



Ersatzschaltbild für den Vorentladungskreis

Abb. 6

Wenn Vorheizbatterie und Hauptbatterie nacheinander über die Kompressionsspule entladen werden sollen, ist die Ladespannung der Vorheizbatterie nicht frei wählbar. Durch die Vorentladung wird an der Spule eine oszillierende Spannung mit einer Amplitude $\frac{1}{2} U$ induziert, die gleichzeitig an den Funkenstrecken der Hauptbatterie erscheint. Dadurch wird die Gesamtspannung zwischen den Elektroden der Hauptfunkenstrecken während einer Halbperiode erhöht, während der anderen erniedrigt. Es besteht also die Gefahr, daß die Funkenstrecken der Hauptbatterie auf Grund von Überspannungen während der Vorentladung durchschlagen. Um derartige Frühzündungen zu vermeiden, darf die Vorheizbatterie maximal auf 20 kV aufgeladen werden. Da die Streuzeit der Funkenstrecken sehr stark von der Elektrodenspannung abhängt, ist es günstig die Funkenstrecken zu einem Zeitpunkt zu zünden, wenn sich die Spannung $\frac{1}{2} U$ gerade zu der Ladespannung der Hauptbatterie addiert.

Bei einer Ladespannung von 20 kV wird durch die Vorentladung eine maximale Spannung von etwa 4 kV an der Spule erzeugt. Dieser Spannung entspricht ein maximales elektrisches Feld von 350 Volt cm^{-1} in der Spule. Das maximale Magnetfeld beträgt unter diesen Bedingungen 4400 Gauß.

c) Batterie zur Erzeugung eines stationären Magnetfeldes.

Für das stationäre Magnetfeld besteht die Forderung, daß es während der 1. Halbwelle der Hauptentladung konstant sein soll.

Wenn man unabhängig von der Hauptentladung den Aufbau und Zerfall eines Plasmas, das durch eine elektrodensenlose Ringentladung erzeugt wird, studieren will, dann muß das Magnetfeld während der in Frage kommenden Zeit nach Möglichkeit konstant sein. Um diese zusätzliche Experimentiermöglichkeit zu schaffen, wurde die Batterie zur

Erzeugung des stat. Magnetfeldes entsprechend Abb. 7 aufgebaut. Sie besteht im Prinzip aus einer Laufzeitkette, die mit dem Wellenwiderstand abgeschlossen ist und über die Kompressionsspule entladen wird. Die Laufzeitkette hat einen Wellenwiderstand von $0,25 \text{ Ohm}$, eine Laufzeit von $50 \text{ } \mu\text{sec}$, und kann auf 18 kV aufgeladen werden. Durch Entladen wird ein Stromimpuls von $100 \text{ } \mu\text{sec}$ Dauer, einer Amplitude von 36 000 A und einer Anstiegszeit von $4 \text{ } \mu\text{sec}$ erzeugt. Dieser Strom erzeugt in der Spule ein Magnetfeld von 3000 Gauß .

Da die Induktivitäten der Laufzeitkette groß sind gegenüber der Induktivität der Spule, wird beim Entladen der Laufzeitkette an der Spule eine Spannung induziert, die klein ist gegenüber den anderen Spannungen.

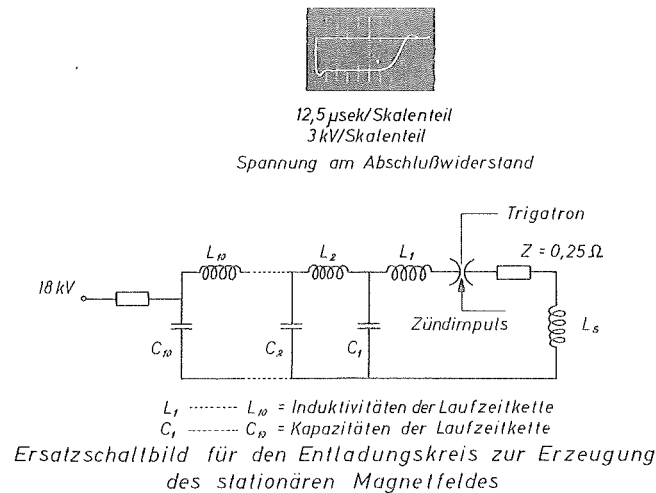
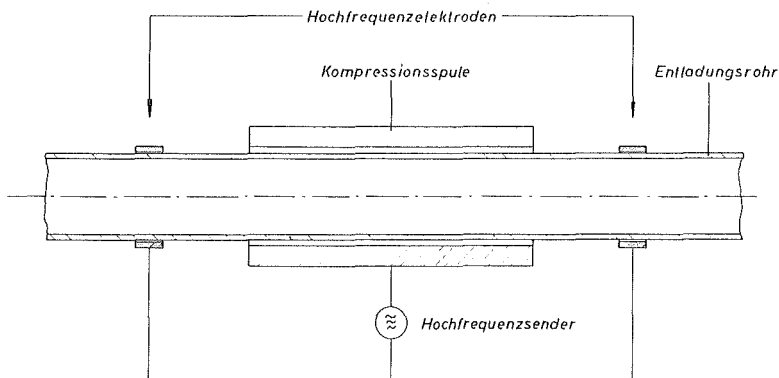


Abb. 7

Bei Vorheizbatterie, Laufzeitkette und Steuerimpulsgenerator der Hauptbatterie dienen Funkenstrecken der beschriebenen Bauart als Schalter. Diese Funkenstrecken können durch Spannungsimpulse mit einer Höhe von 15 kV gezündet werden. Zur Erzeugung dieser Impulse wurden besondere Impulsgeneratoren im Institut für Plasmaphysik entwickelt, die später etwas eingehender beschrieben werden. Diese Impulsgeneratoren befinden sich in einem Kommandogerät und sind durch Impulstransformatoren von den Batterien galvanisch getrennt.

2.1.2 HOCHFREQUENZSENDER.

Zur Erzeugung einer Elektronendichte von etwa 10^{10} cm^{-3} dient ein Hochfrequenzsender, der gemäß Abb. 8 an das Entladungsrohr angekoppelt ist. Der Sender schwingt mit einer Frequenz von 10 MHz und gibt eine maximale Leistung von 200 Watt ab. Die maximale Spannung an den Elektroden beträgt etwa 1 kV .



Ankopplung der Hochfrequenz

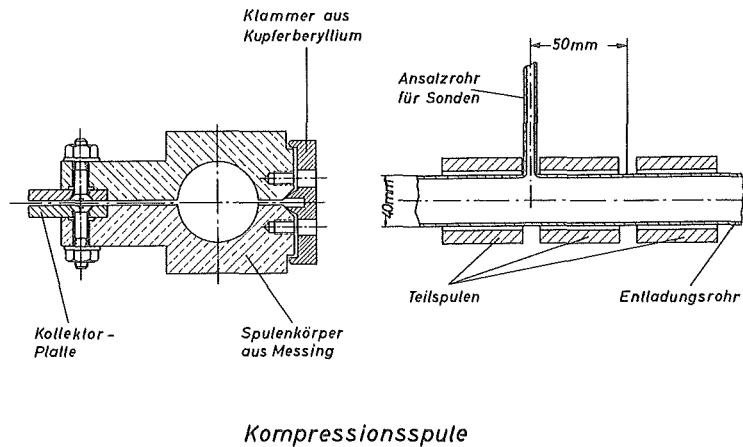
Abb. 8

2.1.3 SPULE UND KOLLEKTOR.

Die Verbindung zwischen der Spule und den verschiedenen Magnetfeldgeneratoren wird mit Hilfe eines Kollektors hergestellt. Dieser besteht im wesentlichen aus zwei rechteckigen Platten, an deren verschiedenen Seiten die Batterien und die Kompressionsspule durch Schraubverbindungen angeschlossen sind. Der Kollektor hat eine Eigenkapazität $C_p \approx 4 \cdot 10^{-6}$ F. Für die Hauptentladung stellt der Kollektor eine Induktivität von ungefähr $3 \cdot 10^{-9}$ H dar.

Abb. 9 zeigt in schematischer Darstellung die Konstruktion der Kompressionsspule. Die Spule ist aufgebaut aus drei Teilspulen, von denen jede 46 mm lang ist. Zusammengesetzt ergeben sie eine Spule von 15 mm Länge, die zwei Spalte, jeweils 25 mm von der Mitte entfernt, besitzt. Die beiden Spalte sind 7 mm breit und erlauben die optische Beobachtung des Plasmas sowie die Durchführung von Sonden. Jede Teilspule ist in Längsrichtung aufgeschnitten. Die zwei Halbzylinder werden durch eine Klammer zusammengehalten. Auf diese Weise kann jede Teilspule entlang der Achse verschoben werden, ohne daß die Lage des Entladungsrohres geändert und das Vakuum unterbrochen werden muß.

Eine derartiger Aufbau erlaubt außerdem den Anschluß von dünnen Quarzrohren senkrecht zum Entladungsrohr. Solche Anschlußrohre werden zur Einführung von Sonden benötigt. Durch Verschieben der Teilspulen wird es dann möglich, mit den Sonden an verschiedenen Stellen der Achse Messungen durchzuführen, ohne daß eine Neujustierung notwendig wird und ohne daß das Entladungsrohr von der Pumpe getrennt werden muß. Dem Kontaktproblem wurde besondere Sorgfalt gewidmet, vor allen Dingen an der Stelle, wo die Spule aufgeschnitten ist und die Klammer die Stromführung übernimmt. Kontaktunterbrechung an einzelnen Stellen und die Ausbildung von Lichtbögen kann zu ungleichförmiger Stromverteilung und Magnetfeldverteilung führen. Als Folge kann ein nicht reproduzierbares Verhalten bei der Plasmakompression und eine Drift des Plasmazylinders auftreten.



Kompressionsspule

Abb. 9

Die in Abb. 9 dargestellte Konstruktion der Klammer führt zu einem einwandfreien Kontakt über die gesamte Länge der Spule. Der Spulenkörper besteht aus Messing, die Klammer aus Kupfer-Beryllium. An der Kontaktstelle ist die Klammer als Schneide ausgebildet, die sich federnd in das weiche Messing eindrückt und einen gleichmäßigen Linienkontakt mit der Spule herstellt. Nach mehr als 1000 Entladungen wurden keine Einsatzelemente von Funken oder Lichtbögen festgestellt.

2.1.4 STEUERUNG.

Die Steuerung hat im wesentlichen zwei Aufgaben zu lösen:

1. Das Ein- und Ausschalten des Hochfrequenzsenders sowie das Öffnen und Schließen der verschiedenen optischen Verschlüsse, z.B. der Oszillographenkameras und des Spektrographenspaltes. Die zulässigen Schaltzeiten liegen im Sekundenbereich, so daß das Schalten durch Relais durchgeführt werden kann. Die verschiedenen Relais werden durch einen gemeinsamen Schalter betätigt.
2. Das präzise Einschalten der drei Batterien zu vorgewählten Zeiten, sowie die Auslösung eines Kurzzeitverschlusses. In diesem Fall soll der Zeitpunkt des Schaltens bis auf $\Delta t \approx 5 \cdot 10^{-8}$ sec genau festgelegt sein. Diese Forderung ergibt sich aus der Bedingung $\Delta t \ll \frac{T}{4}$, wobei $\frac{T}{4} \approx 0,25 \mu\text{sec}$ die Viertelperiode der Vorentladung ist.

Zur Bewältigung derartiger Aufgaben wurden von der Elektronikgruppe des Instituts für Plasmaphysik zwei aufeinander abgestimmte Typen von Impulsgeneratoren entwickelt. Der eine Impulsgeneratortyp dient zur Erzeugung von zwei gleichen Nadelimpulsen mit Anstiegszeiten kleiner als 10^{-8} sec und einer Impulshöhe von 200 V. Die beiden Impulse können um eine Zeit von 0,5 - 100 μsec in Schritten von 0,1 μsec gegeneinander verzögert werden.

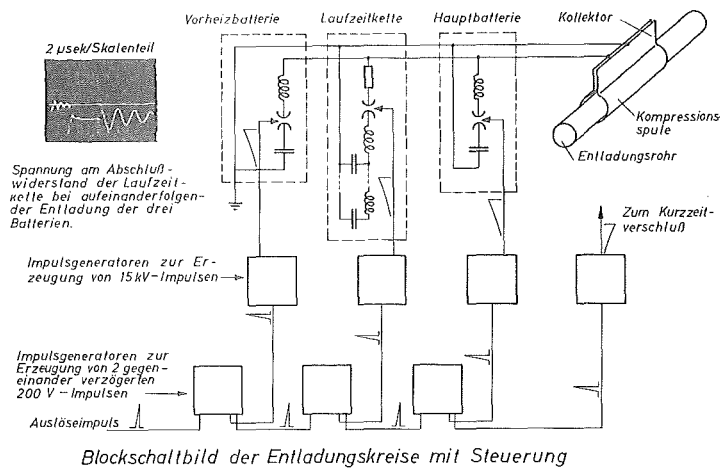
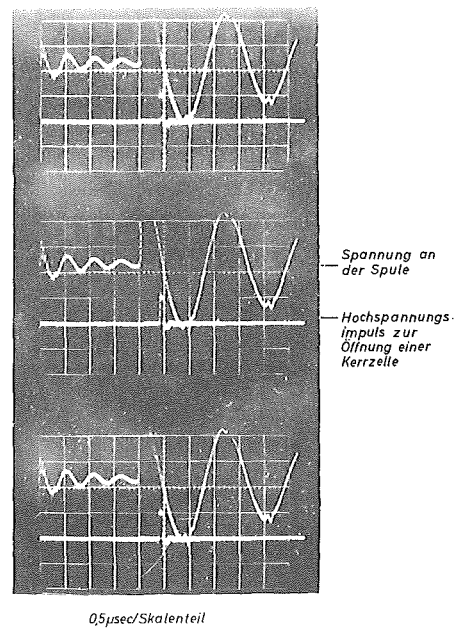


Abb. 10



Zuverlässigkeit und Genauigkeit der Steuerung

Abb. 11

Die Auslösung erfolgt verzögerungsfrei entweder von Hand, durch ein Relais oder durch ein elektrisches Signal. Durch Kombination solcher Geräte können mehrere Impulse erzeugt werden, die innerhalb eines Intervalls von 100 μ sec beliebig gegeneinander verschiebbar sind.

Der andere Impulsgeneratortyp erzeugt Hochspannungsimpulse mit Anstiegszeiten von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ sec und einer Höhe von 15 kV. Das wichtigste Element dieses Impulsgenerators ist ein Wasserstoff-Thyratron, das die eigentliche Schaltfunktion ausübt. Das Thyratron benötigt zur Zündung eine Steuerspannung von 400 V. Da derartig hohe Steuerspannungen gewöhnlich nicht zur Verfügung stehen, hat jedes Thyratron als Vorstufe ein Edelgasthyratron, das eine Steuerspannung von nur 50 V benötigt. Die Verzögerung zwischen Eingangs- und Ausgangsimpuls liegt insgesamt bei etwa 0,5 μ sec, die Streuzeit beträgt jedoch nur 10^{-8} sec.

Abb. 10 zeigt ein Blockschaltbild des Steuergeräts und der Magnetfeldgeneratoren. In dieser Abbildung ist gleichzeitig der Spannungsverlauf am Abschlußwiderstand der Laufzeitkette dargestellt, wenn die drei Generatoren nacheinander entladen werden. Die Zeitabstände zwischen den drei Entladungen sind mit einer Genauigkeit von $5 \cdot 10^{-8}$ sec reproduzierbar. Dies beweist Abb. 11, in der der zeitliche Verlauf der Spannung an der Spule von drei aufeinander folgenden Entladungen wiedergegeben wird. Bei diesen Entladungen wurden zum Zeitpunkt des Strommaximums Kerrzellenaufnahmen von dem Plasmazylinder gemacht. Die Oszillogramme der Hochspannungsimpulse zur Öffnung des Kerrzellenverschlusses werden ebenfalls in Abb. 11 gezeigt.

2.1.5 VAKUUMSYSTEM UND GASAUFBEREITUNG.

Das Vakuumsystem setzt sich zusammen aus einem konventionellen Pumpstand, einem Puffer-volumen mit Anschlüssen für Ventile und Meßröhren und dem Entladungsrohr als eigentlichem Rezipienten. Der Pumpstand besteht aus einer Öldiffusionspumpe mit einer Förderleistung von 100 lt/sec in Serie mit einer rotierenden Vorpumpe mit einer Förderleistung von 2 lt/sec. Mit dem Pumpstand läßt sich ein Endvakuum von 10^{-6} Torr erreichen. Als Entladungsrohr wird ein Quarzrohr von 700 mm Länge, mit einem Außendurchmesser von 40 mm und einer Wandstärke von 1,5 - 2 mm benutzt. Quarz bietet gegenüber Glas oder Keramik als Wandmaterial zwei Vorteile:

1. Durchlässigkeit für Strahlung bis hinunter zu 2200 Å.
2. Die Oberfläche der Innenwand bleibt auch nach vielen Entladungen glatt und ohne Risse.

Die Enden des Quarzrohres sind mit Hilfe von Gießharz in Kleinflansche eingegossen und mit Hilfe von Planfenstern aus Quarzglas verschlossen. Die Entladung kann also auch in axialer Richtung beobachtet werden. Die geometrischen Abmessungen der Flansche entsprechen dem Leybold-Kleinflanschsystem. Alle übrigen Verbindungen wurden, soweit

möglich ebenfalls mit Hilfe von Klein-Flanschen hergestellt. Zwischen Pumpe und Rezipient wurden für Ventile und Meßröhren etwa 20 derartige Verbindungen benötigt. Klein-Flanschverbindungen haben eine Undichtigkeit von einigen 10^{-6} Torr lt/sec, so daß man insgesamt eine Undichtigkeit des Vakuumsystems von einigen 10^{-5} Torr lt/sec erwarten kann. Bei kleinem Volumen des Rezipienten bedingt diese Undichtigkeit nach Schließen des Hauptventils zwischen Pumpe und Rezipient einen schnellen Druckanstieg.

Die Versuche werden so geführt, daß vor jeder Entladung das Entladungsrohr bis auf einige 10^{-6} Torr ausgepumpt wird. Dann wird das Hauptventil geschlossen und das Gaseinlaßventil geöffnet, bis der Solldruck erreicht ist. Auf diese Weise wird eine genaue Druckeinstellung im Entladungsrohr möglich. Sobald der Solldruck erreicht ist, werden die Batterien entladen. Zwischen Schließen des Hauptventils und Beginn der Entladung vergeht eine Zeit von 10 - 20 sec.

Um einen Verunreinigungsgrad $q \approx 10^{-3}$ zu gewährleisten, darf der Partialdruck der Luft bei einem Solldruck des Wasserstoffs von 10^{-1} Torr einen Wert von 10^{-4} Torr nicht übersteigen.

Dies wurde erreicht, indem zwischen Entladungsrohr und Pumpe ein zusätzliches Puffervolumen von 10 lt. angebracht wurde. Unter den beschriebenen Bedingungen steigt der Druck in 10 sec um etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Torr. Dies entspricht einem Verunreinigungsgrad von einigen Zehntel Promill.

Die Erfahrung zeigt, daß der Zustand der Innenwand des Entladungsrohres großen Einfluß auf das Verhalten des Plasmas während der Entladung hat. Wenn eine größere Anzahl von Entladungen hintereinander durchgeführt wird, so ist der Verunreinigungsgrad des Plasmas wesentlich kleiner als vorher. Um diesen relativ sauberen Zustand der Wand zu erhalten, muß dafür gesorgt werden, daß sich kein Öl aus der Diffusionspumpe an der Wand niederschlägt. Aus diesem Grund wurde eine Kühlfalle zwischen Pumpe und Puffervolumen angebracht. Die Kühlfalle wurde so konstruiert, daß sie von einer Nachfüllvorrichtung der Firma Leybold selbsttätig mit flüssiger Luft versorgt werden kann. Die Pumpe kann dann auch über Nacht arbeiten.

Im Verlauf der Experimente wird entweder möglichst reiner Wasserstoff oder aber eine definierte Mischung von Wasserstoff mit Methan oder Sauerstoff als Arbeitgas benötigt. Sämtliche Gase werden in Druckflaschen bezogen. Es ist notwendig den Wasserstoff oder das Deuterium nachzureinigen. Dazu eignet sich ein geheiztes Palladiumrohr, das nur für Wasserstoff durchlässig ist. Beim Bau derartiger Palladiumventile ist zu beachten, daß sie im geheizten Zustand nicht mit Sauerstoff in Berührung kommen und daß während des Aufheizens und Abkühlens außerdem kein Wasserstoff gegenwärtig ist. Anderenfalls fallen die Rohre schon nach einigen Betriebsstunden aus. Das hier benutzte Ventil besteht aus einem direkt geheizten Palladiumrohr das auf einer Temperatur von 300° C gehalten wird. Mit Hilfe eines Druckkonstanthalters wird ein Außendruck von 100 Torr H_2 erzeugt. Zum Auf-

heizen und Abkühlen des Rohres wird der Behälter evakuiert. Das Palladiumventil arbeitete störungsfrei über mehrere Monate.

Die Mischung der Gase erfolgte in einem gesonderten Kessel bei einem Totaldruck von 1 At. Es wurde ein hoher Ausgangsdruck gewählt, damit der Einfluß des Partialdrucks der Luft gering ist.

Das Vakuumsystem enthält zwei Ventile, die bei jeder Entladung betätigt werden müssen: Das Hauptventil zwischen Pumpe und Rezipient und das Gaseinlaßventil. Um die Bedienung einfach zu machen, werden diese beiden Ventile magnetisch gesteuert.

Zur Druckmessung wird oberhalb von 10^{-3} Torr ein Alphatron benutzt. Das Alphatron hat als einziges Meßgerät in diesem Druckbereich eine lineare Skala. Die Meßgenauigkeit beträgt 10 %. Zur Messung des Basisdrucks und des Druckanstiegs im Bereich unterhalb 10^{-3} Torr dient ein Ionisationsmanometer.

2.1.6 ERDUNG UND ABSCHIRMUNG.

Bei den meisten Meßverfahren, die bei Θ -Pinch Experimenten zur Anwendung gelangen, werden die Meßgrößen in elektrische Spannungen umgeformt. Die zu übertragenden Spannungssignale haben teilweise sehr geringe Amplituden (einige mV). Die von den Empfängern, den Übertragungskabeln und den Oszillographen aufgenommenen Störspannungen müssen wenigstens eine Größenordnung kleiner sein. Dies kann nur durch geeignete Erdung und sorgfältige Abschirmung erreicht werden.

Die gesamte experimentelle Anordnung befindet sich auf einer Metallplatte, die als Potentialebene dient. Das Kollektorsystem ist mit der Metallplatte durch eine breite Messingschiene verbunden. Dadurch sind sämtliche Generatoren an einem Punkt geerdet. Die Metallplatte dient außerdem als Nullpotential für die Steuerung und für eine Meßkabine der Firma Siemens. Die Meßkabine besteht aus Metall und ist so aufgebaut, daß in dem Frequenzbereich, der den Oszillographen zugänglich ist, nur vernachlässigbar kleine elektromagnetische Störfelder eindringen können. Die Bezugserde der Oszillographen ist die Kabine. Die Netzspannung in der Kabine wird über geeignete Filter zugeführt. Die Verbindungskabel zwischen Oszillographen und Meßempfänger sind in die Kabine eingelötet und werden im übrigen erdfrei zu den Empfängern geführt. Bei besonders kleinen Meßsignalen sind die Kabel außerdem durch Metallschläuche abgeschirmt. Mehrfacherdung und die damit verbundene Bildung von Erdschleifen wurde allgemein vermieden.

2.2 MESSVERFAHREN*.

Auf Grund des komplizierten Aufbaus der elektrischen Entladungskreise kann nicht mit Sicherheit vorausgesetzt werden, daß der zeitliche Ablauf der Entladung immer völlig gleichartig vor sich geht. Um aufeinanderfolgende Entladungen miteinander vergleichen zu können, muß entweder der Strom in der Spule oder die Spannung an der Spule bei jeder Entladung registriert werden. Da im Falle der schnellen magnetischen Kompression die Spannung an der Spule eine der wesentlichen Bestimmungsgrößen ist, wurde eine zuverlässige Methode der Spannungsmessung entwickelt.

Von den verschiedenen Verfahren der Plasmadiagnostik wurden im Rahmen dieser Arbeit Magnetfeldmessungen und photographische Messungen angewandt. Es wurde bereits erklärt, daß die Kontrolle des im Plasma eingeschlossenen Magnetfeldes eines der Hauptziele dieser Arbeit darstellt. Dementsprechend wurde die Entwicklung von Magnetfeldsonden und die Messung von Magnetfeldverteilungen in meßtechnischer Hinsicht zu einem Schwerpunkt dieser Arbeit. Photographische Messungen bilden eine gute Ergänzung zu Magnetfeldmessungen, da sie

- a) eine zweite, unabhängige Bestimmung des Plasmavolumens ermöglichen,
- b) sehr schnell einen allgemeinen Überblick über den Ablauf des Kompressionsvorganges geben.

2.2.1 SPANNUNGSMESSUNG.

Die bei den Experimenten auftretenden Spannungen erreichen Amplituden von etwa 20 kV. Die kleinsten noch aufzulösenden Anstiegszeiten betragen etwa 10^{-6} sec. Zur Aufzeichnung von Spannungen im Bereich 5 mV - 500 mV stehen hochentwickelte Oszillographen (Tektronix) mit Anstiegszeiten von $1 \cdot 10^{-6}$ sec zur Verfügung. Die Aufgabe der Spannungsmessung reduziert sich also darauf, einen in dem erforderlichen Frequenzbereich von 25 MHz - 10 kHz frequenzunabhängigen Spannungsteiler mit einem Teilchenverhältnis von 1 : 100 zu bauen.

Frequenzunabhängigkeit des Spannungsteilers läßt sich am einfachsten erreichen, wenn man in dem spannungsteilenden Netzwerk Ohmsche Widerstände und Kapazitäten gemäß Abb. 12 kombiniert.

Falls die Bedingung $R_1 \cdot C_1 = R_2 \cdot C_2$ erfüllt ist, ist das Spannungsteilverhältnis unabhängig von der Frequenz und es gilt:

$$\frac{U_A}{U_E} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2}$$

*In den folgenden Abschnitten wurden nur solche Meßverfahren beschrieben, die vom Autor selber angewandt oder entwickelt wurden. Im weiteren Text der Arbeit werden auch andere Messungen angeführt, die im Zusammenhang mit diesem Experiment durchgeführt wurden. Einzelheiten über die Meßverfahren sind dann in der angegebenen Literatur zu finden.

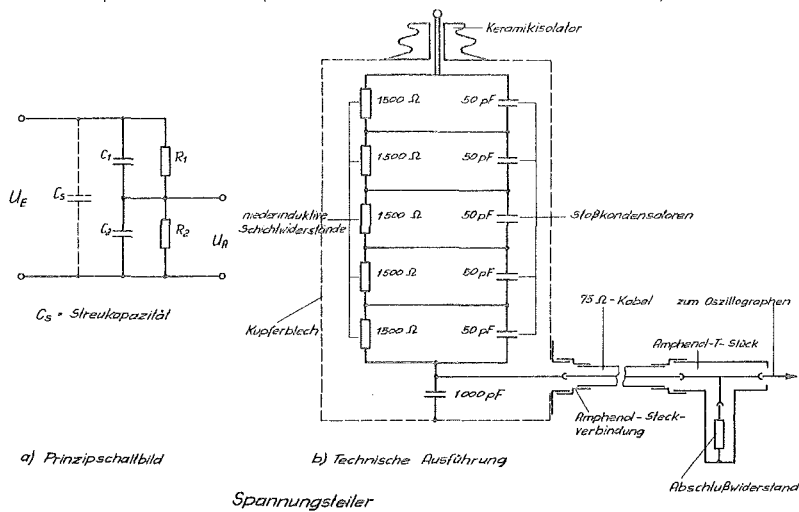


Abb. 12

In der technischen Ausführung ist R_2 größenordnungsmäßig durch den Wellenwiderstand des Übertragungskabels (75 Ohm) bestimmt. Für R_1 folgt dann $R_1 \approx 7,5 \text{ kOhm}$. Die Eingangskapazität des Spannungsteilers soll möglichst klein sein, damit auch bei endlichem Innenwiderstand des Generators der Eingangsimpuls nicht zu stark verformt wird. Der untere Grenzwert der Eingangskapazität ist die Streukapazität. Ohne großen Aufwand scheinen 10 pF Streukapazität erreichbar.

Die obere Grenzfrequenz des Spannungsteilers ist bestimmt durch die Eigenresonanz der Kondensatoren.

Die technische Ausführung des Spannungsteilers zeigt Abb. 12 b. Der Teiler wurde mit Hilfe eines Impulsgenerators geprüft und geeicht. Das zeitliche Auflösungsvermögen beträgt etwa 10^{-8} sec .

2.2.2 MAGNETFELDMESSUNGEN.

Eine Methode, das im Plasma eingeschlossene Magnetfeld zu messen, besteht darin, eine kleine Meßspule direkt ins Plasma einzuführen, die durch Flußänderung induzierte Spannung zu integrieren und das Ausgangssignal oszillographisch aufzuzeichnen (34), (4). Durch Änderung der Spulenlage bei aufeinander folgenden Entladungen erhält man die Magnetfeldverteilung, vorausgesetzt, daß der Kompressionsvorgang reproduzierbar ist.

Das Vorhandensein einer materiellen Sonde beeinflusst die Plasmaeigenschaften in der Nähe der Sonde. Insbesondere die Magnetfeldverteilung kann durch die Sonde selbst gestört werden. Falls die Störung, d.h. die Änderung von B , groß ist gegenüber dem ohne Sonde vorhandenen Magnetfeld, ist die gemessene Verteilung wertlos.

Es sind vor allen Dingen drei Ursachen für eine Störung der Magnetfeldverteilung zu beachten:

1. Einwirkung mechanischer Art.

In einem heißen Plasma sind Dichteänderungen mit Änderungen in der magnetischen Flußdichte verknüpft. Die Sonde kann das Strömungsfeld des Plasmas stören und dadurch Dichteschwankungen verursachen, z.B. durch Reflektionen oder durch die Erzeugung von Wirbeln und Turbulenz. Auf diese Weise können regellose Schwankungen des Magnetfeldes entstehen.

2. Einwirkung elektrischer Art.

In dem Volumen, das das Sondenrohr einnimmt, ist die elektrische Leitfähigkeit gleich null. Das äußere Magnetfeld kann also in diesen Hohlzylinder eindringen und die im selben Volumen ursprünglich vorhandene Feldverteilung ändern (35).

3. Das Plasma hat thermischen Kontakt mit der Sonde und wird deshalb in der Nähe der Sonde gekühlt. Außerdem werden aus der Sonde Ionen hoher Kernladungszahl herausgeschlagen, die in das heiße Plasma hineindiffundieren. Dies hat erhöhte Energieverluste und verstärkte Magnetfelddiffusion zur Folge.

Um die Kontaktfläche der Sonde mit dem Plasma möglichst klein zu machen, wird die Sonde radial in die Spule eingeführt. In Verbindung mit der beschriebenen Spulenkonstruktion ergeben sich damit gleichzeitig vielseitige Meßmöglichkeiten.

Alle Störmöglichkeiten der Sonde vermindern sich mit abnehmendem Durchmesser des Sonden-schutzröhrchens. Der Durchmesser des Röhrchens muß auf jeden Fall klein sein gegenüber dem zu erwartenden Durchmesser der Plasmasäule. Ein Durchmesser von 1 mm erschien technisch erreichbar. Damit die Meßspule nicht zu klein wird, darf die Wandstärke etwa 1/10 mm betragen. Quarz- oder Keramikröhrchen, die im allgemeinen für Sonden benutzt wurden, zerspringen während der ersten Entladung bei derartig kleinen Wandstärken. Stahlröhrchen schienen den auftretenden Belastungen thermischer und mechanischer Art besser gewachsen zu sein.

Ein weiterer Vorteil des Stahls ist die große Masse und die daraus folgende geringe Beweglichkeit der Fe-Ionen. Außerdem schirmt ein Stahlröhrchen die Meßspule gegen elektrostatische Felder ab (22).

Damit die Eindringzeit des Magnetfeldes in die Sonde möglichst gering und damit das zeitliche Auflösungsvermögen der Sonde möglichst groß wird, muß der spezifische Widerstand des Stahls groß und die Permeabilität nahe bei eins sein. Deshalb wurde ein rostfreier Stahl mit $\mu \approx 1$ und $\rho = 70 \cdot 10^{-6}$ Ohm cm ausgesucht.

Das Eindringen eines Magnetfeldes in einen metallischen Hohlzylinder, dessen Achse senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes steht, ist von Kaden (23) gerechnet worden. Danach ergibt sich für ein Stahlrohr von 1 mm Durchmesser und 0,1 mm Wandstärke eine Eindringzeit von ungefähr $4 \cdot 10^{-8}$ sec. Dieser Wert steht in Übereinstimmung mit den Experimenten.

Entsprechend ihren Dimensionen beträgt das Raumaufklärungsvermögen der Sonde im ruhenden Plasma 1 mm. Bewegt sich das Plasma mit der Geschwindigkeit v , so ist die Raumaufklärung von der Größenordnung $v \cdot \Delta t$, wobei Δt das zeitliche Auflösungsvermögen der Sonde bezeichnet.

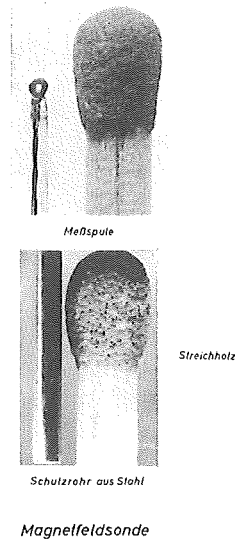


Abb. 13

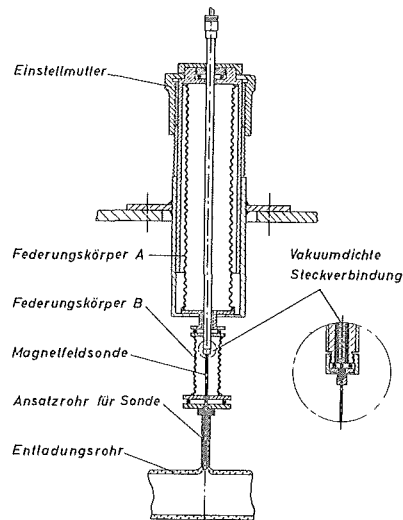
Abb. 13 zeigt die technische Ausführung der Sonde*. Die Meßspule besteht aus 5 Windungen Kupferdraht, der auf einen Spulenkörper aus Glas aufgewickelt ist. Die Spule ist einlagig gewickelt und hat einen Durchmesser von 0,4 mm. Zur elektrischen Isolation gegen das Schutzrohr ist der Kupferdraht doppelt lackiert. Der geringe Durchmesser von 0,03 mm wurde gewählt, damit der Lack beim Wickeln nicht bricht.

Das Schutzrohr ist ein nahtlos gezogenes Rohr aus rostfreiem Stahl, in dessen untere Öffnung vakuumdicht ein Deckel von 0,1 mm Wandstärke eingeschweißt ist. Das obere Ende des Röhrchens ist versilbert, damit ohne Schwierigkeiten eine Steckverbindung angelötet werden kann. Das eine Ende der Meßspule wird an das Schutzrohr, das andere Ende an die Steckverbindung angelötet.

Damit ausschließlich der Meßstrom über das Stahlröhrchen fließt, darf das Plasma auf keinen Fall mit anderen Metallteilen, die auf Erdpotential liegen, in Berührung kommen. Aus diesem Grund wurde das Vakuumsystem erdfrei angeschlossen.

Das Ausgangssignal der Sonde wird auf einen RC-Integrator gegeben, der von H. Fay zur Verfügung gestellt wurde. Die obere Grenzfrequenz des Integrators liegt oberhalb 10 MHz und die untere Grenzfrequenz unterhalb 100 KHz.

*Die Sonden wurden in der feinmechanischen Werkstatt des Instituts von Herrn Bach hergestellt.



Gerät zur Sondenverstellung

Abb. 14

Abb. 14 zeigt das Gerät zur Sondenverstellung. Der wichtigste Teil ist der Federungskörper A, der gleichzeitig zur Bewegungsübertragung ins Vakuum und als Feder dient. Der Federungskörper B bewirkt die Entkopplung der Sondenverstellung vom Entladungsrohr. Die Sonde ist über eine vakuumdichte Steckverbindung mit dem Verstellgerät verbunden. Auf diese Weise wird eine leichte Auswechselbarkeit der Sonden erreicht.

2.2.3 PHOTOGRAPHISCHE MESSUNGEN.

Eine genauere Analyse der vom Plasma während der Kompression emittierten Strahlung wurde im Institut für Plasmaphysik von P. Bogen durchgeführt (24) und wird den folgenden Ausführungen zugrundegelegt.

Der Plasmazylinder kann als rotationssymmetrische Lichtquelle betrachtet werden, deren radiale Ausdehnung eine Funktion der Zeit ist. Das strahlende Wasserstoffplasma ist optisch dünn und für die Intensität einer bestimmten Frequenz ν gilt:

$$I_{\nu} = \int_0^l \epsilon_{\nu} \cdot dl$$

wobei ϵ_{ν} der Emissionskoeffizient des Plasmas an dem betrachteten Ort und l die optische Tiefe ist. Der Emissionskoeffizient ϵ_{ν} hängt von der Teilchendichte und von der Temperatur ab. Die Art der Abhängigkeit wird durch die spezielle Strahlung bestimmt. In allen

Fällen ist der Emissionskoeffizient dem Quadrat der Teilchendichte proportional, so daß man in vielen Fällen aus der Verteilung von ξ Rückschlüsse auf die Dichteverteilung ziehen kann.

Das geeignete Instrument, die radiale Intensitätsverteilung kontinuierlich als Funktion der Zeit zu registrieren, ist eine Streakkamera. Die Kamera arbeitet nach dem folgenden Prinzip. Ein Hauptschnitt der Plasmasäule wird auf die Ebene des Kameraeintrittspaltes abgebildet, der eine Breite von der Größenordnung 0,1 mm hat. Der Eintrittsspalt liegt parallel zur Achse eines rotierenden Spiegels und wird über den Spiegel auf einen Filmstreifen abgebildet, der auf einem kreisförmigen Bogen liegt. Wenn der Spiegel rotiert, wird das Spaltbild kontinuierlich über den Film gezogen. Das zeitliche Auflösungsvermögen wird durch die Länge des optischen Arms r , durch die Spaltbreite S und durch die Umdrehungszahl des Spiegels f bestimmt: $\Delta t = S / 4 r \pi f$.

Die Kamera enthält gewöhnlich kein dispergierendes Element, so daß die zur Filmschwärzung beitragende Strahlung sich aus einem breiten Frequenzband zusammensetzt. Die obere Grenze des ausgenutzten Wellenlängenbereichs wird durch die Empfindlichkeit des verwendeten Films (Agfa Rekord) bestimmt und liegt bei 6400 Å. Die Durchlässigkeit der Linsen setzt bei 3700 Å eine untere Grenze.

Man kann den Plasmazylinder parallel oder senkrecht zur Achse beobachten. Da die Verteilung des Plasmas längs der Achse unbekannt ist, wurde für quantitative Messungen senkrecht zur Achse beobachtet. In diesem Fall gilt für die aufgezeichnete Intensitätsverteilung:

$$I(x) = \int_x^a \xi(r) \cdot \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - x^2}} ;$$

x ist der Abstand von der Symmetrieachse, $\xi = \int \xi_v \cdot d_v$.

$\xi(r)$ muß numerisch berechnet werden. Diese Rechnungen wurden von der Rechengruppe des Instituts mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine durchgeführt.

Beim Photographieren wird die Intensitätsverteilung in die Schwärzung $S(x)$ des Films transformiert. Für die Rücktransformation muß die Schwärzungskurve des Films in dem interessierenden Frequenzbereich und bei den in Frage kommenden Belichtungszeiten bestimmt werden.

Für die hier beschriebenen Experimente stand eine Beckman und Whitley Kamera mit einem Zeitauflösungsvermögen von maximal $5 \cdot 10^{-9}$ sec zur Verfügung. Die Aufnahmen wurden im allgemeinen mit einem Spalt von 0,15 mm Breite durchgeführt. Dieser Spaltbreite entspricht ein zeitliches Auflösungsvermögen von $1 \cdot 10^{-8}$ sec. Die Schreibgeschwindigkeit der Kamera wird durch die Umdrehungszahl des rotierenden Spiegels bestimmt. Mit Hilfe einer Impulszählvorrichtung konnte die Umdrehungszahl bei jeder Aufnahme mit einer Genauigkeit von einigen Promill gemessen werden. Die Schwärzungskurve des Films wurde von P. Bogen mit

Hilfe eines Stufenfilters am Eingangsspalt eines Quarzspektrographen bestimmt (24). Als Lichtquelle diente dabei ein Funke mit einer Dauer von ungefähr $0,2 \mu \text{ sec}$.

Eine wesentliche Voraussetzung bei der Interpretation der Streakkameraaufnahmen ist die Rotationssymmetrie der Plasmasäule. Zur Kontrolle der Rotationssymmetrie wurde das Plasma in axialer Richtung mit Hilfe einer Kerrzelle fotografiert. Die Kerrzelle und der zugehörige elektrische Stoßkreis wurden von H. Geller zur Verfügung gestellt.

3. ERGEBNISSE UND FOLGERUNG.

3.1 MESSUNGEN WÄHREND DER VORENTLADUNG.

Die Messungen während der Vorentladung galten speziell dem Aufbau eines Plasmas bei einer Anfangsgasdichte von 10^{16} cm^{-3} . Es sollte ferner geprüft werden, welche Verhältnisse zu erwarten sind, wenn man zu kleineren Anfangsdichten übergeht. Diese ergeben sich dann, wenn bei konstanter Liniendichte N eine magnetische Kompression bei größeren Rohrradien durchgeführt werden soll. Aus diesem Grunde wurde die Zündung einer elektrodlosen Ringentladung und die sich daran anschließende Vorheizung des Plasmas in einem Dichtebereich von $5 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, entsprechend einem Druckbereich von $50 \mu - 250 \mu$, untersucht. Um eine weitere Verallgemeinerung der Aussagen zu ermöglichen, wurde in einigen Fällen ein stationäres Magnetfeld vor dem Einsatz der Vorentladung eingeschaltet.

3.1.1 ZÜNDUNG DER ELEKTRODENLOSEN RINGENTLADUNG.

Unter "Zündung" soll hier der Übergang aus dem nicht oder nur schwach ionisierten Zustand des Gases in einen Zustand verstanden werden, in dem Elektronendichte und -temperatur so groß sind, daß eine meßbare Rückwirkung auf die Magnetfeldverteilung entsteht. Die Stromstärken im Plasma und in der Spule sind dann von vergleichbarer Größe.

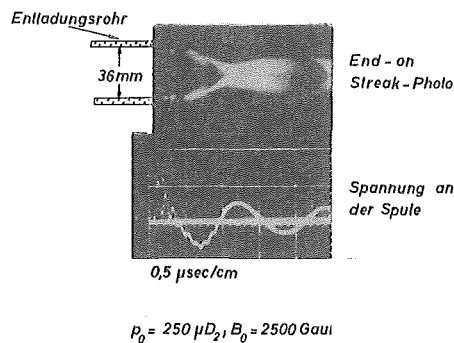
Das Ziel der hier beschriebenen Untersuchungen war, diesen Übergang in reproduzierbarer Weise und zu einem möglichst frühen Zeitpunkt der Vorentladung herzustellen und zu prüfen, ob die in 1.2.5 entwickelten Vorstellungen über die Bedeutung von Anfangsdichte der Elektronen und Anfangsmagnetfeld gültig sind.

Entsprechend diesen Verabredungen werden zur Bestimmung des Zündzeitpunktes vor allem Magnetfeldsonden benutzt. Insbesondere die zeitliche Ableitung der magnetischen Flußdichte sollte sehr empfindlich auf Leitfähigkeitsänderungen im Plasma reagieren.

Mit Hilfe der in 2.1.2 beschriebenen Hochfrequenzvorionisation sollten vor Beginn der Vorentladung Elektronendichten von der Größenordnung 10^{10} cm^{-3} erzeugt werden.

H. Beerwald konnte mit einem 8,5 mm Mikrowelleninterferometer nachweisen, daß während der stationären Hochfrequenzentladung Elektronendichten zwischen 10^{10} und $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ erreicht werden.

Mit dieser Anfangsdichte erfolgt die Zündung reproduzierbar in dem gesamten Druckbereich. Die Zündung setzt innerhalb der ersten Halbwelle der Vorentladung mit einer Streuung von einigen 10^{-6} sec ein.



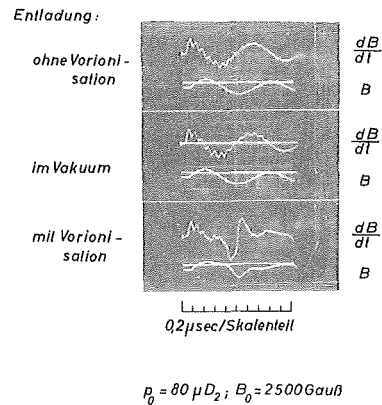
*Räumliche Verteilung des Plasmas
während der Zündung.*

Abb. 15

Abb. 15 zeigt den Anfangsverlauf der Entladung auf einem Streakphoto bei axialer Beobachtung. Die Lichtemission setzt in einer sehr engen Zone in der Nähe der Wände bereits kurz nach dem ersten Spannungsmaximum ein. Die Ausbildung eines Plasmahohlzylinders in der Nähe der Wand ist infolge des mit r ansteigenden azimuthalen elektrischen Feldes E_φ und der für die Energieaufnahme günstigen Wirkung des Raumladungsfeldes E_r auch zu erwarten.

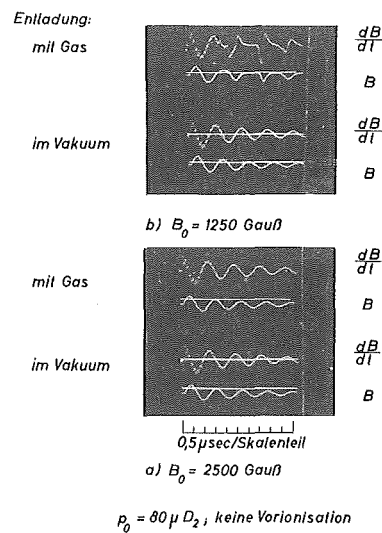
Der Einfluß der Vorionisation auf die Zündung einer elektrodenlosen Ringentladung geht aus Abb. 16 hervor. Bei einer Entladung mit Vorionisation setzt die Zündung kurz nach dem ersten Maximum ein. Wie man aus dem Verlauf der B - und $\frac{dB}{dt}$ -Kurven ersieht, geht das Magnetfeld in diesem Augenblick durch Null. Ohne Vorionisation zeigt der zeitliche Verlauf des $\frac{dB}{dt}$ bis zum 2. Spannungsmaximum keinerlei Rückwirkung des Plasmas auf die Magnetfeldverteilung in der Spule. Erst in den folgenden Halbwellen sieht man in dem $\frac{dB}{dt}$ -Signal kleine Unterschiede im Vergleich zu einer Entladung im Vakuum. Ohne Vorionisation "zündet" die elektrodenlose Ringentladung bei dieser und bei kleineren Dichten nicht.

Im Fall der Abb. 16 ist das Anfangsmagnetfeld entgegengesetzt zum Magnetfeld der Vorentladung während der ersten Stromhalbwelle. Es hat eine Stärke von 2500 Gauß. Senkt man das Anfangsmagnetfeld auf 1250 Gauß, so ändert sich der Entladungsverlauf drastisch. Dies geht aus Abbildung 17 hervor.



Einfluß einer HF-Vorionisation auf die Zündung einer elektrodenlosen Ringentladung.

Abb. 16



Einfluß des Anfangsmagnetfeldes auf die Zündung einer elektrodenlosen Ringentladung.

Abb. 17

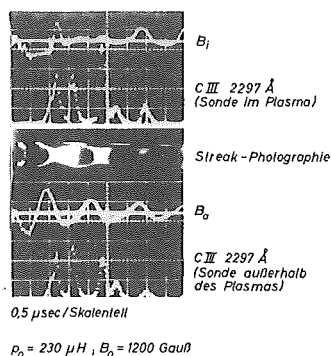
Die Oszillogramme lassen sich folgendermaßen interpretieren. In dem zunächst nicht vorionisierten Gas wird während der ersten beiden Nulldurchgänge des Magnetfeldes eine geringe Elektronendichte erzeugt, die nur sehr kleine Rückwirkungen auf die Magnetfeldverteilung hat. Bis zum dritten Spannungsmaximum unterscheiden sich die $\frac{dB}{dt}$ -Signale trotz der verschiedenen Anfangsmagnetfelder nicht. Bei einem Anfangsmagnetfeld von 1250 Gauß erfolgt in diesem Augenblick jedoch die Zündung der elektrodenlosen Ringentladung, bei 2500 Anfangsfeldstärke findet die Zündung nicht statt, auch nicht in späteren Halbwellen. Die Erklärung findet man in den Magnetfeldoszillogrammen. Die $\frac{dB}{dt}$ -Amplitude und damit das E_φ ($E_\varphi = r/2 \cdot \frac{dB}{dt}$) hat im Fall $B_0 = 1250$ Gauß beim dritten Nulldurchgang des Magnetfeldes nahezu ein Maximum, im Fall $B_0 = 2500$ Gauß ist das $\frac{dB}{dt}$ beim dritten Nulldurchgang fast Null.

Bei kleinen Drucken (50μ) wurden mit einem Scintillationszähler während der Zündung über eine Zeit von etwa $1/10 \mu$ sec Röntgenstrahlen mit Energien oberhalb 10 keV beobachtet. Die Entstehung der Röntgenstrahlung ist wahrscheinlich auf die Wechselwirkung von Elektronen entsprechend hoher Energie mit der Wand des Entladungsrohres zurückzuführen. Es wurde bereits ausgeführt (vergl. 1.2.5), daß die Elektronen in dem Augenblick, in dem das Magnetfeld durch Null geht, kurzzeitig sehr hohe Energien gewinnen können.

3.1.2 VORHEIZUNG.

Messungen zum Aufbau und Zerfall eines Plasmas während des weiteren Verlaufs der Vorentladung sind Gegenstand dieses Abschnitts.

Das charakteristische Verhalten der elektrodenlosen Ringentladung kann man Abb. 18 entnehmen, in der ein typischer Satz gleichzeitiger Messungen zusammengefaßt ist (26).



Inneres Magnetfeld B_i , äußeres Magnetfeld B_a und Intensität einer C III-Linie als Funktion der Zeit zusammen mit einer Streak-Photographie der Entladung.

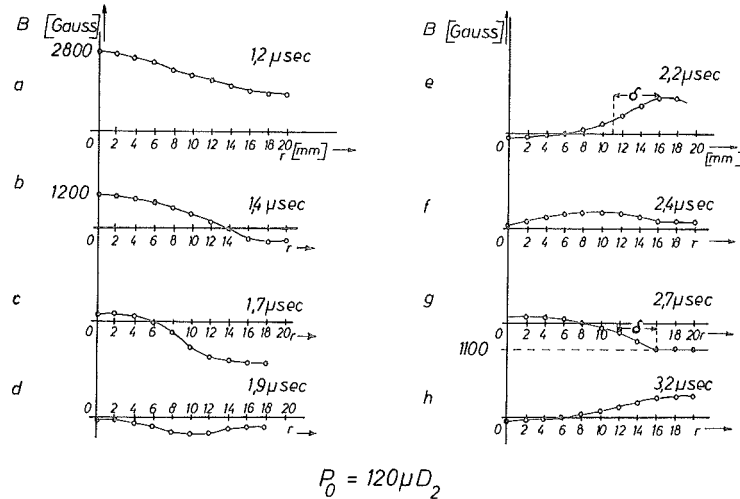
Abb. 18

Im Verlauf der Zündung der Entladung bildet sich in der Nähe der Wand ein Plasmahohlzylinder aus. Auf Grund der geringen Schichtdicke und der zunächst niedrigen Leitfähigkeit dieser Schicht dringt das Magnetfeld jedoch ins Innere ein. Bei Beginn der folgenden Stromhalbwelle bleibt ein Teil dieses Feldes eingefangen, so daß der Fall von antiparallelen Magnetfeldern auftritt, die durch eine stromführende Schicht getrennt werden. Kurz nach dem zweiten Maximum des äußeren Magnetfeldes ändert das Magnetfeld auf der Achse sehr schnell seine Richtung. Damit hat der Prozeß der Interdiffusion der antiparallelen Magnetfelder seinen Abschluß gefunden. Im Verlauf der Interdiffusionsphase erscheint gleichzeitig die C III-Linie und zeigt an, daß das Plasma zumindest in einem gewissen Bereich vollionisiert ist (26). Die Dissipation des eingeschlossenen Magnetfeldes hat zu einer starken Aufheizung des Plasmas geführt. Wie man aus dem Streakphoto ersieht, erfolgt gleichzeitig mit der Richtungsänderung des eingeschlossenen Magnetfeldes eine Kompression des Plasmazylinders. Nachdem das äußere Magnetfeld seine Maximalamplitude überschritten hat, expandiert der Plasmazylinder wieder.

Wie die Sondensignale zeigen, ist die Magnetfeldverteilung in den folgenden Halbwellen sehr inhomogen. Diese Erscheinung ist insbesondere auf Nachzündung des während der ersten Kompression nicht erfaßten Restgases zurückzuführen und tritt nur dann stark hervor, wenn zu Beginn der Vorentladung ein stationäres Magnetfeld in der Spule vorhanden ist.

Aus Abb. 18 kann man noch eine wichtige Schlußfolgerung ziehen, die für die weiteren Messungen mit Magnetfeldsonden von Bedeutung ist. Die optischen Beobachtungen wurden in einer Ebene gemacht, die 2 mm von der Sondenachse entfernt war. Die beiden Oszillogramme der C III-Linie, die einmal mit, einmal ohne eingeführte Sonde aufgenommen wurden, zeigen keinen systematischen Unterschied, der durch die Anwesenheit der Sonde verursacht sein könnte. Daraus ist zu folgern, daß bei den erreichten Temperaturen und Dichten und in dem betrachteten Zeitabschnitt die Sonden keinen Einfluß auf das allgemeine Verhalten und auf den Verunreinigungsgrad des Plasmas haben.

Man erhält genauere Aussagen mit Hilfe von Magnetfeldsonden, wenn man die radiale Verteilung des Magnetfeldes zu verschiedenen Zeiten mißt. Abb. 19 zeigt einen Satz Magnetfeldverteilungen während der Interdiffusions- und Aufheizphase und der folgenden mehr stationären Phase bei einer Entladung in Deuterium mit einem Anfangsdruck von 120μ . Die Interdiffusion der Magnetfelder ist zeitlich gut aufgelöst und man erkennt deutlich, wie auf Grund dieses Mechanismus ein Plasma mit niedrigem β in ein solches mit hohem β übergeht (vergl. Abb. 19b u.c).



$$P_0 = 120 \mu D_2$$

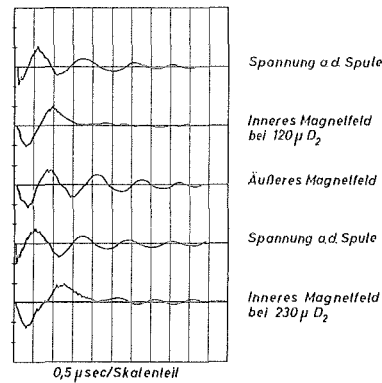
Radiale Magnetfeldverteilung als Funktion der Zeit

Abb. 19

Aus Abb. 19e kann man die Skintiefe entnehmen und daraus die Leitfähigkeit des Plasmas berechnen. Mit Hilfe des von Spitzer (16) angegebenen Zusammenhangs zwischen Leitfähigkeit und Elektronentemperatur erhält man eine Elektronentemperatur von etwa 2 eV, zumindest in der Randzone ($T_e = 1,65 \cdot 10^3 \text{ } ^\circ\text{K}$).

Die Elektron-Ion-Stoßfrequenz ist bei den hier vorhandenen Dichten ungefähr 10^8 sec^{-1} . Man kann also voraussetzen, daß Ionen- und Elektronentemperatur gleich sind. Nimmt man an, daß die Plasmatemperatur in der Nähe der Achse wesentlich kleiner als 2 eV ist, dann müßte eine Druckwelle mit ungefähr Schallgeschwindigkeit ($2 \text{ cm}/\mu\text{sec}$) zur Achse laufen. Nach $1 \mu\text{sec}$ sollte das Magnetfeld deutlich eine Verschiebung der Plasmagrenze anzeigen. Eine derartige Verschiebung wird nicht beobachtet. Man kann also Trägheitseffekte vernachlässigen und Druckgleichgewicht zwischen dem äußeren magnetischen Druck und dem kinetischen Druck des Plasmas annehmen. Aus Abb. 19g erhält man dann eine Temperatur von $18\,000^\circ \text{K}$, wenn man eine Teilchendichte von 10^{16} cm^{-3} voraussetzt.

Abb. 20 zeigt den zeitlichen Verlauf von innerem und äußerem Magnetfeld bei Anfangsdrücken von $120 \mu D_2$ und $250 \mu D_2$. Die Magnetfeldsignale bei diesen beiden verschiedenen Drücken sind sehr ähnlich. In beiden Fällen beobachtet man eine Interdiffusion von äußerem und innerem Feld und anschließend nahezu konstantes inneres Feld kleiner Amplitude. Die vergleichbare Größe der radialen Magnetfeldgradienten während dieser Phase zeigt an, daß die Leitfähigkeiten in beiden Fällen keinen zu großen Unterschied aufweisen sollten.



Das Magnetfeld auf der Achse während der Vorentladung bei Anfangsdrucken von 120μ und $230 \mu D_2$

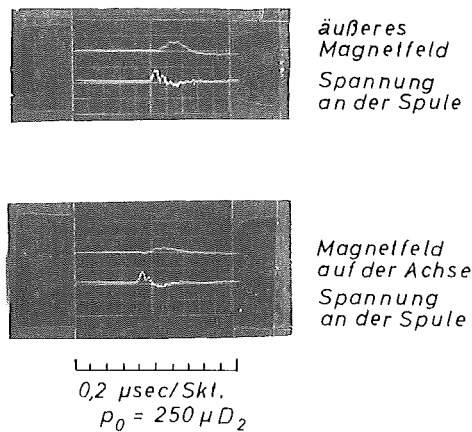
Abb. 20

Das äußere Magnetfeld nimmt exponentiell mit einer Zeitkonstanten von ungefähr $2,5 \mu$ sec ab. Auf Grund der relativ niedrigen Leitfähigkeit des Plasmas und der daraus folgenden kleinen charakteristischen "Diffusionszeit" für Magnetfelder muß das innere Magnetfeld im selben Maß abnehmen. Wenn man als Ausgangsplasma für eine schnelle magnetische Kompression ein nahezu magnetfeldfreies Plasma erzeugen will erhebt sich die Frage, wie schnell die Plasmaleitfähigkeit und in welchem Maße die Teilchendichte abnimmt.

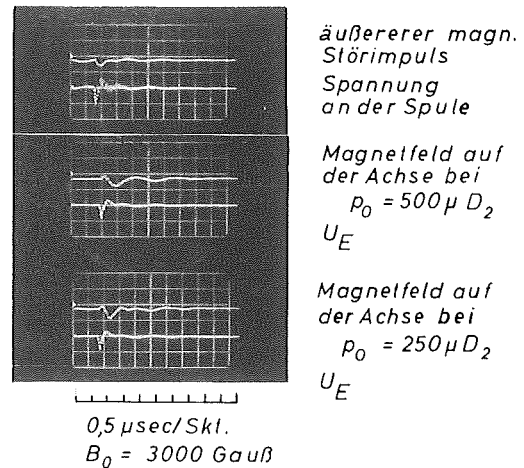
Nach 10μ sec ist die Amplitude des äußeren Magnetfeldes auf Grund der Dämpfung der Entladung auf ungefähr 100 Gauß abgefallen und ist damit vernachlässigbar klein. Um ein Maß für die Größe der Diffusionszeit zu diesem Zeitpunkt zu gewinnen, wurde folgendes Meßverfahren benutzt. Ein Kondensator von $0,1 \mu F$ wurde über die Kompressionsspule in Serie mit einem niederinduktiven Widerstand entladen. Die Größe des Widerstandes war so gewählt, daß die Entladung nahezu aperiodisch gedämpft war. Auf diese Weise wurde in der Spule ein Magnetfeldimpuls mit einer Halbwertsbreite von $0,1 \mu$ sec und einer Höhe von etwa 700 Gauß erzeugt. Die relativ kleine Magnetfeldstärke von 700 Gauß wurde gewählt, damit der entstehende Stromstoß im Plasma den Energieinhalt des Plasmas nicht wesentlich ändert. Dem zeitlichen Intensitätsverlauf auf Streakphotos konnte entnommen werden, daß der Magnetfeldimpuls keine Änderung der Energiedichte des Plasmas zur Folge hatte.

Abb. 21 zeigt Oszillogramme des Magnetfeldimpulses auf der Achse und am Rande des Plasmazylinders. Die Magnetfeldamplitude hat auf der Achse um mehr als 50 % abgenommen. Die Diffusionszeit t_D ist also ungefähr gleich der Halbwertsbreite des Impulses und beträgt folglich ungefähr $1/10 \mu$ sec.

Die hier beschriebene Messung der Diffusionszeit ist auf Grund der beschränkten Hilfsmittel relativ ungenau. Um das Verfahren zu verbessern, müßte man statt des beschriebenen Impulses einen Rechteckimpuls mit einer Anstiegszeit von 10^{-8} sec erzeugen. Die gemessene Anstiegszeit des Impulses auf der Achse würde dann direkt mit großer Genauigkeit die Diffusionszeit ergeben.



Diffusionszeit t_D 10µsec nach
Beginn der Vorentladung



Laufzeit t_A für Alfvénwellen
bei verschiedenen Drucken
10µsec nach Beginn der Entladung

Abb. 21

Abb. 22

Das Plasma kann auch während der Vorentladung an den Spulenenden frei ausströmen. Die charakteristische Zeit für derartige Endverluste (vergl. 1.1.3) ist von der Größenordnung $\frac{1}{2v_S}$ (l = Spulenlänge, v_S = Schallgeschwindigkeit). Mit $l = 15 \text{ cm}$ und $v_S = 2 \text{ cm}/\mu\text{sec}$ folgt $t_E \approx 4 \mu\text{sec}$. Bei der hier benutzten kurzen Spule können also bereits beträchtliche Verluste auf Grund des Ausströmens erwartet werden.

Überlagert man dem Plasma ein Magnetfeld von 2000 - 3000 Gauß, so kann man mit Hilfe des oben beschriebenen Störimpulses aus Magnetfeldmessungen ebenfalls die Teilchendichte im Plasma bestimmen. Aus der Laufzeit der nach innen laufenden Alfvénwelle ergibt sich die mittlere Alfvéngeschwindigkeit $v_A = \frac{B}{(\mu_0 \rho)^{1/2}}$ und daraus zusammen mit der Größe des überlagerten Magnetfeldes die Dichte der mit dem Magnetfeld gekoppelten Ladungsträger. Voraussetzung dabei ist, daß die Druckstörung klein ist verglichen mit dem Druck des inneren Magnetfeldes.

Abb. 22 zeigt Oszillogramme des treibenden Magnetfeldes und des zeitlichen Magnetfeldverlaufes auf der Achse; letzteren bei Anfangsdrucken von 250μ und von $500 \mu D_2$.

Daß wirklich zylindrische Alfvenwellen auftreten, sieht man aus dem Anwachsen des Magnetfeldes in der Nähe der Achse. Bei 250μ Anfangsdruck beträgt die Laufzeit der Alfvenwelle ungefähr $0,2\mu$ sec entsprechend einer Alfvingeschwindigkeit von 10^7 cm/sec. Bei einer Magnetfeldstärke von 3000 Gauß ergibt sich daraus eine Teilchendichte von $2,5 \cdot 10^{15}$ cm⁻³.

Bei einem Anfangsdruck von 500μ ist die Laufzeit um einen Faktor 2 und damit die Dichte um einen Faktor 4 größer.

Der Fehler in der Laufzeitmessung liegt bei etwa 20 %, das bedeutet einen Fehler von 40 % in der Bestimmung der Dichte.

Die Meßverfahren zur Bestimmung von t_D (T_e) und n_e wurden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfeinert, da genauere Messungen dieser Größen zur selben Zeit mit Hilfe von spektroskopischen Methoden von P. Bogen (26) und T. El-Khalafawi (27) durchgeführt wurden. Die Messung des Verunreinigungsgrades während der Vorentladung bleibt ebenfalls spektroskopischen Verfahren vorbehalten.

3.1.3 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE.

Die in 1.2.5 entwickelten Vorstellungen über die Zündung einer elektrodenlosen Ringentladung konnten bestätigt werden. Insbesondere zeigen die Messungen deutlich die erwarteten Wirkungen einer H.F-Vorionisation und eines Anfangsmagnetfeldes. Die Zündung erfolgt in allen Fällen während der 1. Halbwelle der Vorentladung und ist gut reproduzierbar.

Genauere Messungen über das zeitliche Anwachsen der Elektronendichte sind mit dem beschriebenen Meßverfahren nicht möglich. Eine gründlichere Untersuchung des Aufbaus einer elektrodenlosen Ringentladung wurde von H. Beerwald (25) mit Hilfe eines Mikrowelleninterferometers durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Arbeit unterstützen die hier gemachten Aussagen.

Aus den Magnetfeldmessungen, die nach der Zündung im weiteren Verlauf der elektrodenlosen Ringentladung durchgeführt wurden, läßt sich entnehmen, daß die Interdiffusion von Magnetfeldern entgegengesetzten Vorzeichens der maßgebende Prozeß für die Aufheizung des Plasmas ist. Es kann durch diesen Aufheizmechanismus ein Plasma mit hohem β und einer Temperatur zwischen 2 und 3 eV erzeugt werden. Diese Elektronentemperaturen und die gemessene magnetische Druckverteilung führen zu dem Schluß, daß das Plasma während des in Frage kommenden Zeitabschnitts ($3 - 6 \mu$ sec nach Einsatz der Vorentladung) nahezu vollionisiert ist.

Eine spektroskopische Untersuchung der hier diskutierten elektrodenlosen Ringentladung wurde von P. Bogen (26) und T. El-Khalafawi (27) durchgeführt. Die Messungen zeigen, daß in dem gesamten, hier interessierenden Druckbereich, bei verschiedenen Anfangsmagnetfeldern, während der Entladung maximale Elektronentemperaturen von 2 - 3 eV erreicht werden.

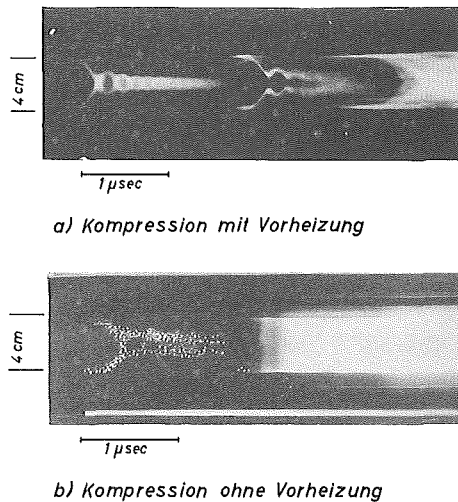
In allen Fällen ist die Temperatur nach $10 \mu\text{sec}$ auf etwa 1 eV abgesunken. Im gleichen Zeitraum fällt die Dichte der Ladungsträger auf etwa 30 % der maximalen Dichte ab. Der Ionisationsgrad liegt nach $10 \mu\text{sec}$ bei etwa 50 %.

Der Verunreinigungsgrad des Plasmas wurde von T. E.-Khalafawi ebenfalls mit spektroskopischen Hilfsmitteln bestimmt. Für die Verwendung der elektrodlosen Ringentladung als Vorheizentladung für eine nachfolgende schnelle magnetische Kompression war es von besonderer Bedeutung, daß der Verunreinigungsgrad immer unterhalb 0,05 % lag (27).

Alle diese Messungen zusammen erweisen, daß mit Hilfe der beschriebenen Vorentladung in dem Druckbereich zwischen 50 und 250μ ein nahezu vollionisiertes Plasma mit Temperaturen zwischen 1 und 3 eV und einem überlagerten Magnetfeld mit Beträgen zwischen 100 und 3000 Gauß erzeugt werden kann. Damit ist die Absicht, ein Ausgangsplasma für eine schnelle magnetische Kompression herzustellen, erreicht.

3.2 MESSUNGEN WÄHREND DER SCHNELLEN MAGNETISCHEN KOMPRESSSION EINES GUTLEITENDEN, HOCH-IONISIERTEN DEUTERIUMPLASMAS.

Eine vorläufige Vorstellung von dem zeitlichen Verlauf der schnellen magnetischen Kompression eines vorgeheizten Plasmas gewinnt man aus Abb. 23.



Streak - Photographien der Plasmakompression mit und ohne Vorheizung.

Abb. 23a zeigt im wesentlichen den Plasmadurchmesser als Funktion der Zeit während der 1. Halbwelle der Entladung. Nach Beginn der Kondensatorentladung löst sich der Plasma- rand von der Wand und wird mit schnell wachsender Geschwindigkeit nach innen getrieben. Die Verteilung der Lichtintensität in diesem Zeitbereich weist auf hohe Dichte- und Geschwindigkeitsgradienten in Richtung zur Achse hin. Das den Rechnungen von H. Kever zugrunde liegende Schneepflugmodell erscheint damit als vernünftig. Der Plasmazylinder wird auf einen Minimalradius komprimiert und expandiert dann wieder. In der Folgezeit beobachtet man eine Reihe von radialen Schwingungen, die später noch eingehender diskutiert werden. Nach etwa einer Mikrosekunde, wenn das Magnetfeld wieder abnimmt, expandiert das Plasma adiabat. Die maximale Geschwindigkeit des Plasmarandes ist ungefähr 10^7 cm sec^{-1} .

Abb. 23b zeigt zum Vergleich den Verlauf des Kompressionsvorganges, wenn das Deuterium nicht vorgeheizt war. Das Gesamtbild ist verschieden, die Plasmagrenzen sind verschwommen und es treten sehr früh Unsymmetrien auf, die auf Instabilitäten schließen lassen. Die Vorteile der Vorheizung sind offensichtlich.

In den folgenden Abschnitten werden Messungen mit Magnetfeldsonden und Streakkamera beschrieben, die während der schnellen magnetischen Kompression eines vorgeheizten Plasmas durchgeführt wurden. Diese Messungen sollten dazu dienen, die Vorstellungen über das Verhalten des Plasmas bei Einschalten eines schnell ansteigenden Magnetfeldes zu kontrollieren.

Die bisherigen Überlegungen über die Energieaufnahme und das dynamische Verhalten des Plasmas setzten voraus, daß der Verunreinigungsgrad gering war und daß der magnetische Fluß und die Liniendichte während der schnellen magnetischen Kompression konstant blieben. Die Gültigkeit dieser Voraussetzungen soll als erstes überprüft werden. In dem darauffolgenden Abschnitt werden Kompression und Energieaufnahme des Plasmas untersucht und mit den Rechnungen verglichen.

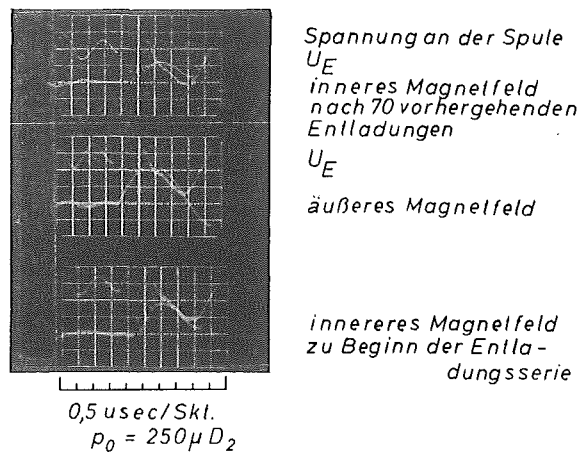
Alle Experimente wurden bei einem Anfangsdruck von $250 \mu \text{D}_2$ durchgeführt. Die Haupt- batterie wurde eingeschaltet:

- a) $2,5 \mu \text{sec}$ nach Beginn der Vorentladung,
- b) $8 \mu \text{sec}$ nach Beginn der Vorentladung.

In beiden Fällen ist die Anfangstemperatur des Plasmas höher als $13\,000^\circ \text{K}$ und der Ionisationsgrad höher als 50 %. Im Fall (a) hat die Liniendichte entsprechend dem Anfangsdruck den Betrag $N \approx 1,75 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ und das innere Magnetfeld beträgt 800 - 900 Gauß. Im Fall (b) ist der Betrag des inneren Magnetfeldes von der Größenordnung 100 Gauß und die Liniendichte hat den Wert $N \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$.

3.2.1 REPRODUZIERBARKEIT UND VERUNREINIGUNGSGRAD.

Zur Durchführung zeit- und raum aufgelöster Messungen während des Kompressionsvorganges ist es notwendig, mehrere, aufeinanderfolgende Entladungen zu beobachten. Voraussetzung zur Auswertung einer derartigen Meßserie ist, daß die Plasmaeigenschaften zeitlich und räumlich reproduzierbar sind. Messungen mit Magnetfeldsonden zeigten zunächst eine schlechte Reproduzierbarkeit. Der zeitliche Verlauf der Magnetfeldsignale änderte sich stark mit der Zahl der vorher durchgeführten Entladungen.

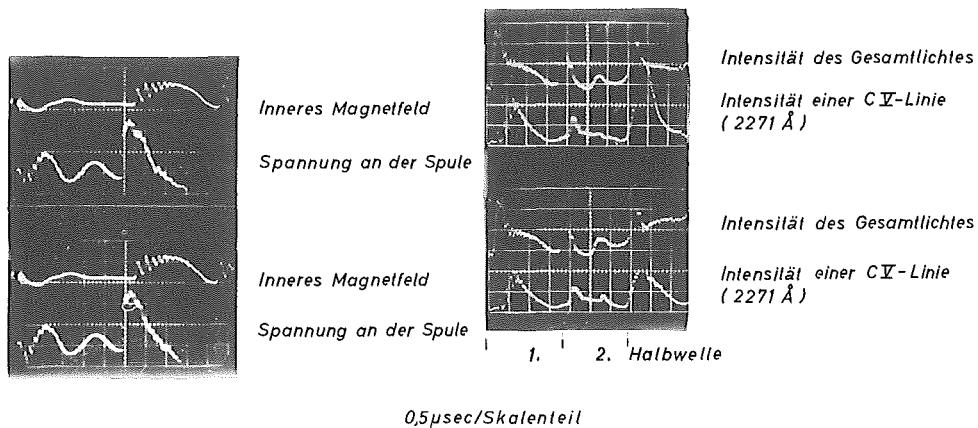


$B(t)$ in der Nähe der Achse in Abhängigkeit von der Zahl der vorhergehenden Entladungen.

Abb. 24

Abb. 24 zeigt das innere Magnetfeld und das äußere Magnetfeld als Funktion der Zeit zu Beginn einer Entladungsserie und nach 70 Entladungen. Bestimmt man aus den Oszillogrammen das $\beta = 1 - \frac{B_i^2}{B_a^2}$ im Strommaximum, so findet man zu Beginn der Serie ein $\beta \approx 0,3$ und nach 70 Entladungen ein $\beta \approx 0,8$. Außerdem stellt man eine Änderung der Schwingungsperiode des inneren Magnetfeldes um etwa 20 % fest. Die Schwingungsperiode ist proportional der Wurzel aus der Liniendichte und umgekehrt proportional der Stärke des äußeren Magnetfeldes (vergl. 3.2.2). Man muß daraus schließen, daß die Liniendichte während der Entladungsserie um etwa 40 % abgenommen hat, obwohl ständig derselbe Anfangsdruck eingestellt wurde. Dies legt die Vermutung nahe, daß zu Beginn der Kompression oder während der Vorentladung Verunreinigungen von an den Wänden haftenden dünnen Öl- oder Wasserschichten ins Plasma gelangen. Im Verlauf einer großen Anzahl von Entladungen verschwinden diese Schichten zumindest teilweise.

Nach 80 - 90 Entladungen ändern sich die Magnetfeldsignale nicht mehr. Das Verhalten des Plasmas ist dann hoch reproduzierbar. Dies geht aus Abb. 25 hervor, die das Magnetfeld in der Nähe der Achse, die Intensität einer CV-Spektrallinie und die Intensität des Gesamtlichtes als Funktion der Zeit bei verschiedenen Entladungen zeigt. Insbesondere die Intensität der CV-Linie ist sehr empfindlich gegen Schwankungen in der Dichte, der Elektronentemperatur und dem Verunreinigungsgrad. Unterschiede sind kaum feststellbar.



Reproduzierbarkeit der Entladung.

Abb. 25

Nimmt man an, daß unter diesen Bedingungen der Anteil an Verunreinigungen vernachlässigbar gering ist, und nimmt man außerdem an, daß von den Wänden vorwiegend Sauerstoff abgelöst wird, so beträgt der Verunreinigungsgrad des Plasmas zu Beginn der Versuchsserie größenordnungsmäßig 5 %.

Die nach der "Reinigung" des Entladungsrohres beobachtete, ausgezeichnete Reproduzierbarkeit des Plasmaverhaltens läßt vermuten, daß der Verunreinigungsgrad des Plasmas nicht mehr durch eine Wechselwirkung des Plasmas mit den Wänden sondern durch den Verunreinigungsgrad des Deuteriumgases zu Beginn der Entladung bestimmt wird. Unter dieser Voraussetzung würde aus den Abschätzungen in Abschnitt 2.1.5 ein Verunreinigungsgrad des Plasmas kleiner als 0,1 % folgen.

Am Ende der 1. Halbwelle wird der magnetische Druck kurzzeitig null. Das Plasma expandiert und kommt mit der Wand des Entladungsrohres in Kontakt. Bei dieser Gelegenheit gelangen Verunreinigungsatome wechselnder Menge ins Plasma. Als Folge davon wird während der zweiten Halbwelle ein nichtreproduzierbares Verhalten des Plasmas beobachtet.

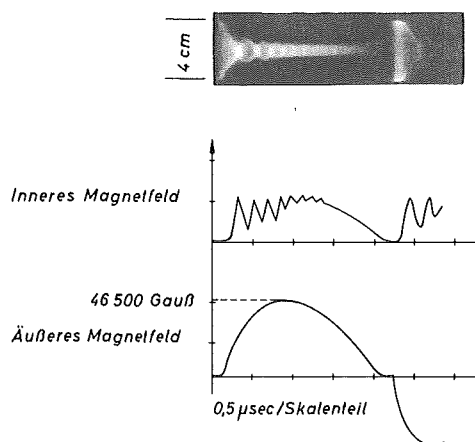
Eine Messung des Verunreinigungsgrades während der Plasmakompression wurde von P. Bogen mit spektroskopischen Hilfsmitteln durchgeführt (24). Danach ergibt sich, daß die Konzentration des Kohlenstoffs im Plasma kleiner als 0,02 %, die des Sauerstoffs kleiner als 0,04 % ist. Aus den Untersuchungen von P. Bogen folgte ferner, daß die beobachtete Strahlung im wesentlichen vom Wasserstoff kommt und daß nach der 1. Implosion des Plasmazylinders die Bremsstrahlung alle anderen Arten von Wasserstoffstrahlung überwiegt. Wir können also im folgenden für die Intensität der vom Plasma emittierten Strahlung voraussetzen

$$I \approx n_e^2 \cdot T_e^{-1/2}$$

Die Abhängigkeit der Intensität von der Temperatur ist schwach und kann bei der Interpretation von Intensitätsverteilungen in erster Näherung vernachlässigt werden.

3.2.1 KONSTANZ DES MAGNETISCHEN FLUSSES UND DER LINIENDICHTE.

Abb. 26 zeigt eine Streakkameraaufnahme von der Kompression des Plasmazylinders zusammen mit Oszillogrammen des Magnetfeldes auf der Achse und des äußeren Magnetfeldes bei einer Verzögerungszeit von 2,5 μ sec zwischen Haupt- und Vorentladung. Der Beobachtungsspalt war 2 cm von der Spulenmitte entfernt senkrecht zur Spulenachse angeordnet und die Beobachtungsrichtung war senkrecht zur Achse. In derselben Ebene wurde die radiale Magnetfeldverteilung gemessen.



*Streak - Photographie der Plasma -
kompression, inneres und äußeres
Magnetfeld bei einer Liniendichte
 $N_0 = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ und einem Anfangs-
magnetfeld $B_0 = 900 \text{ Gauß}$.*

Abb. 26

Die Vorstellungen über den Beginn der Kompression können anhand der gemessenen Magnetfeldverteilungen überprüft werden. Abb. 27 zeigt radiale Magnetfeldverteilungen kurz vor und kurz nach Beginn der Implosion. Während des Aufbaus des äußeren magnetischen Drucks dringt das Magnetfeld in der Nähe der Wand ins Plasma ein. Im inneren Bereich des Plasmazylinders ändert sich die magnetische Flußdichte jedoch nicht. Nach $0,15 \mu\text{sec}$ ist $\frac{dB}{dr} \approx 0$ in der Nähe der Wand*, d.h. es fließen keine Ströme, obwohl ein großes elektrisches Feld vorhanden ist. Die Kompression des Plasmazylinders hat begonnen. Den Knickpunkt in der Magnetfeldverteilung kann man als Plasmagrenze bezeichnen. Die Erwartung: $t_D \gg t_P$, wird bestätigt. Aus den Verteilungen (c) und (d) kann man die Geschwindigkeit der Plasmagrenze bestimmen. In Übereinstimmung mit den Kameraaufnahmen beträgt diese ungefähr 10^7 cm sec^{-1} . Die beiden Magnetfeldverteilungen (c) und (d) zeigen nach einem vorübergehenden Abfall des Magnetfeldes erneut einen Anstieg. Beim Auftreten von hydromagnetischen Stoßwellen ist ein derartiges Verhalten zu erwarten. In dem Zeitpunkt, in dem (d) aufgenommen wurde, hat die Plasmagrenzschicht bereits eine hohe Geschwindigkeit. Dementsprechend ist die Raumauflösung der Sonde gering und die Verteilung verschmiert.

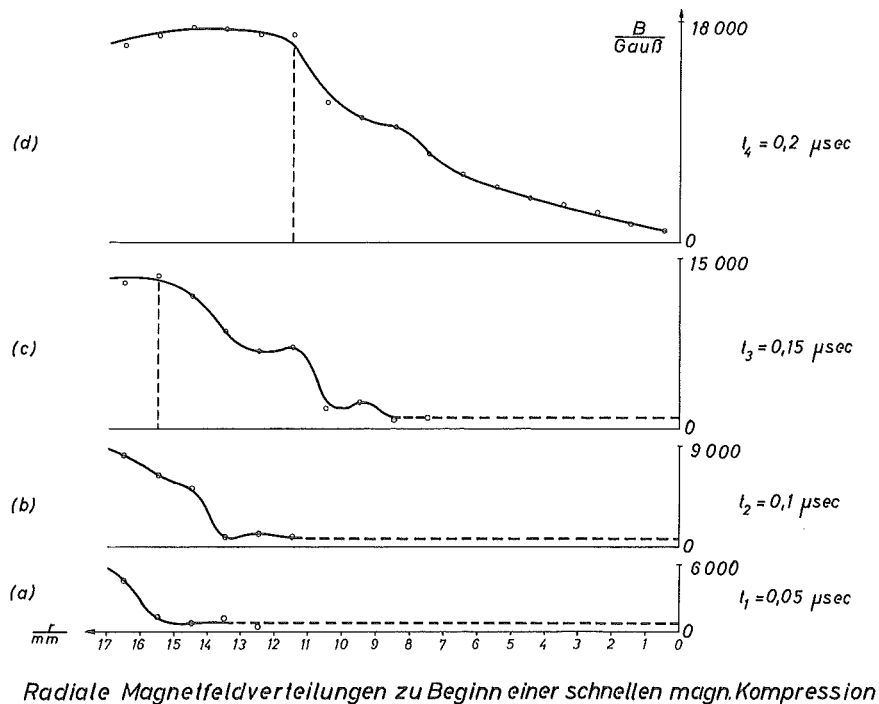


Abb. 27

Die in Abb. 26 nach der ersten maximalen Kompression beobachteten radialen Schwingungen des Plasmazylinders sind bei Vorhandensein eines inneren Magnetfeldes einfach zu verstehen.

*Der Abfall des Magnetfeldes zur Spule hin, ist auf den Spalt in der Spule zurückzuführen.

Während der Kompression des Plasmazylinders wächst das innere Magnetfeld entsprechend

$$B_1(t) = B_1(t=0) \cdot \frac{a^2(t=0)}{a^2(t)}$$

Zu irgendeinem Zeitpunkt besteht Gleichgewicht zwischen dem Druck des inneren Magnetfeldes einerseits und dem äußeren magnetischen Druck andererseits. Auf Grund der gerichteten kinetischen Energie der Teilchen schwingt der Plasmazylinder über diese Gleichgewichtslage hinaus und wird dann durch das als Feder wirkende innere Magnetfeld expandiert. Wenn die Dämpfung gering ist, wiederholen sich die Schwingungen.

Wenn während einer Schwingung für das radiale Strömungsprofil gilt $v_r \sim \frac{r}{a}$, und wenn die Leitfähigkeit so hoch ist, daß der magnetische Fluß im Plasmazylinder konstant ist, $2\pi \int_0^a B(r) \cdot r \cdot dr = \text{const.}$, so gilt für das Magnetfeld auf der Achse $B_1 \sim \frac{1}{a^2}$.

Kann man umgekehrt experimentell während einer Schwingungsperiode dieses Gesetz bestätigen, so läßt sich daraus auf die Erhaltung des magnetischen Flusses während dieser Zeit schließen.

Plasmaradius und inneres Magnetfeld lassen sich jeweils im Augenblick der maximalen Kompression und am Ende der darauffolgenden Expansion gut messen. Man kann die Verhältnisse $\frac{a_{\max}}{a_{\min}}$ und $\sqrt{\frac{B_{\max}}{B_{\min}}}$ miteinander vergleichen und erhält auf diese Weise durch Relativmessungen Aussagen über die Flußkonstanz während des Zeitintervalls von der 1. Kompression bis zum Strommaximum. (Während der ersten Implosion ist $v_r \sim \frac{r}{a}$ sicher nicht erfüllt) Auf welche Weise a definiert wird, ist bei diesem Verfahren nicht wesentlich. Auch der durch die begrenzte Zeitauflösung bedingte Fehler in der Messung von B ist in erster Näherung zu vernachlässigen.

Abb. 26 wurde in dieser Weise ausgewertet, das Ergebnis ist in Tabelle 1 zusammengefaßt.

$\frac{a_{\max}}{a_{\min}}$	$\sqrt{\frac{B_{\max}}{B_{\min}}}$
1,9	1,9
1,9	1,95
1,45	1,45
1,5	1,45
1,2	1,2
1,3	1,25
1,2	1,15
1,2	1,15
1,15	1,1

Tabelle 1

Übereinstimmung von $\frac{a_{\max}}{a_{\min}}$ mit $\sqrt{\frac{B_{\max}}{B_{\min}}}$ vom Zeitpunkt der ersten Kompression bis zum Strommaximum.

Der relative Fehler in der Messung des inneren Magnetfeldes liegt bei 10 %, der des Radius bei 5 %. In dem betrachteten Zeitintervall ist der Fluß folglich bis auf einen Fehler von 20 % konstant.

Man kann die Flußkonstanz auch auf einem direkten Wege nachprüfen, indem man geeignete Magnetfeldverteilungen zu Beginn und am Ende der Kompression integriert und mit einander vergleicht. Abb. 27c zeigt die Verteilung des Magnetfeldes kurz nach Beginn der Kompression, Abb. 29 die Verteilung im Augenblick des Strommaximums. Beide Verteilungen wurden integriert. Innerhalb der Meßgenauigkeit ist der magnetische Fluß in beiden Augenblicken gleich. Der Fehler beträgt ungefähr 20 %.

Aus der Periode der radialen Schwingungen in der Nähe des Strommaximums kann man, gemäß Rechnungen von Niblett und Green (28), die in dem betreffenden Zeitabschnitt vorhandene Liniendichte bestimmen. Das der Herleitung der Schwingungsfrequenz in (28) zugrunde liegende Modell eines zweidimensionalen, sich adiabat verhaltenden Gases wurde von H. Kever (36) erweitert, indem bei den Rechnungen 3 Freiheitsgrade, entsprechend $\gamma = \frac{5}{3}$, berücksichtigt wurden. Ein geschlossener Ausdruck für die Schwingungsfrequenz konnte unter folgenden Voraussetzungen angegeben werden:

$$1. \quad \frac{\Delta a}{a} \ll 1 \quad \frac{\Delta B}{B} \ll 1 \quad (\text{während einer Periode})$$

2. Für die radiale Strömungsgeschwindigkeit gilt

$$v_r = \dot{a} \frac{r}{a(t)}$$

3. Für den kinetischen Druck gilt

$$p(t) = p(t=0) \left[\frac{a(t=0)}{a(t)} \right]^{2\gamma}$$

4. Der magnetische Fluß ist konstant.

Wie die Streakkameraaufnahmen und Magnetfeldmessungen zeigen ist die erste Voraussetzung in der Nähe des Strommaximums mit Sicherheit erfüllt. Da die Viertelperiode der Entladung groß ist gegenüber der Stoßzeit von Deuteronen, kann man erwarten, daß die Voraussetzungen (2) und (3) in der Nähe des Strommaximums ebenfalls gültig sind. Die Gültigkeit der Voraussetzung (4) wurde bereits kontrolliert.

Für die Schwingungsperiode gilt dann die Beziehung

$$\tau = \frac{2\pi \cdot (m_i \cdot N)^{1/2}}{B_a} \cdot \frac{1 + \beta_{**}}{1 + \gamma/2 \cdot \beta_{**}}$$

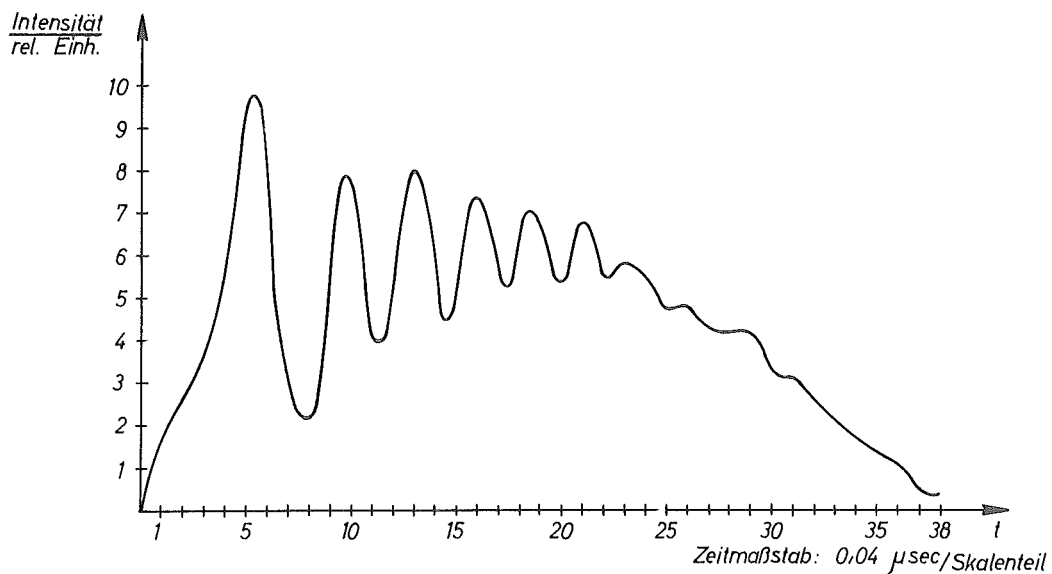
$$\beta_{**} = \left(\frac{B_a}{B_i} \right)^2 - 1 ;$$

Für $\gamma = 2$ reduziert sich die Formel zu

$$\tau = \frac{2\pi}{B_a} \cdot (m_i \cdot N)^{1/2}$$

Bei einem $\gamma = 5/3$ schließt die Verwendung dieser vereinfachten Formel für die Schwingungsperiode unabhängig von β einen maximalen Fehler von 10 % mit ein.

Die Schwingungsperiode kann sowohl aus den Magnetfeldoszillogrammen wie aus den photographischen Aufnahmen entnommen werden. Die zeitliche Auflösung der Kamera ist jedoch besser als die der Sonde. Um eine möglichst genaue Auswertung der Aufnahme in Abb. 26 durchzuführen, wurde das photographische Negativ auf der Symmetrieachse photometriert. Das Ergebnis ist in Abb. 28 dargestellt. Der Abstand zweier Maxima ist mit einer Genauigkeit von $1 \cdot 10^{-8}$ sec abzulesen. Dem entspricht ein Meßfehler von 10 %.



Intensität auf der Symmetrieachse als Funktion der Zeit

Abb. 28

Das äußere Magnetfeld läßt sich mit einem Fehler von der Größenordnung 1 % messen. Dieser Fehler ist also gegenüber dem Fehler in der Messung der Schwingungsperiode vernachlässigbar.

Für die Liniendichte ergibt sich:

$$\text{Aus dem Anfangsdruck: } N = 1,75 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1} \pm 10 \%$$

$$\text{Aus der Schwingungsperiode: } N = 1,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1} \pm 20 \%$$

Es zeigt sich also, daß

1. alle Teilchen während der schnellen Kompression vom Magnetfeld eingefangen werden.
2. Endverluste bis zum Strommaximum vernachlässigbar sind.

Grundsätzlich besteht die Möglichkeit, daß nur ein Teil des Deuteriums eingefangen wird, dafür aber ein gewisser Prozentsatz Verunreinigungsatome von den Wänden mitgeschleppt wird. Da jedoch der Gewichtsprozentsatz an Verunreinigungen unterhalb 1 % liegt, ist ein derartiger Prozeß hier ohne Bedeutung.

3.2.3 ENERGIEAUFNAHME UND KOMPRESSIONSGRAD.

Hauptziel der hier beschriebenen Experimente war die Erzeugung eines Plasmas mit einer Temperatur von 100 eV und einem $\beta \approx 1$ und damit verknüpft der Nachweis dieser Eigenschaften. Kennt man das β des Plasmas und die Teilchendichte, so kann man daraus auf die mittlere Teilchenenergie schließen. Das β kann aus der gemessenen Magnetfeldverteilung bestimmt werden, wenn sicher ist, daß Druckgleichgewicht zwischen dem äußeren magnetischen Druck einerseits und der Summe von innerem magnetischen Druck plus kinetischem Druck des Plasmas andererseits besteht. In der Nähe des Strommaximums sind radiale Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas und Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit sehr gering. Es besteht allerdings die Möglichkeit, daß das Plasma rotiert. Azimutale Strömungsvorgänge entziehen sich der direkten Beobachtung. Es gibt jedoch verschiedene indirekte Beobachtungen, die gegen eine schnelle Rotation des Plasmas sprechen:

1. Soll der Druck auf Grund der Plasmarotation dem magnetischen Druck von 100 At. das Gleichgewicht halten, so müßte die Rotationsfrequenz einige 10^7 Hz betragen. Jede Abweichung von der Rotationssymmetrie würde dann sehr schnell anwachsen und in Zeiten von der Größenordnung 10^{-7} sec würde der Plasmazylinder stark verformt werden (29). Ein solches Verhalten wurde nicht beobachtet.
2. Eine radial eingeführte Sonde sollte eine starke Wirkung auf die azimutale Strömung haben. Streackameraaufnahmen zeigten jedoch keinen Einfluß der Sonde auf das Verhalten des Plasmas. (Abb. 21a zeigt eine Aufnahme der Plasmakompression mit eingeführter Sonde).

Es wird deshalb angenommen, daß Trägheitsterme in der Druckbilanz vernachlässigt werden können. Wenn man weiter annimmt, daß der radiale Druck auf Grund der thermischen

Energie der Teilchen zustande kommt, dann lautet die Druckbilanz

$$n \cdot k \cdot (T_e + T_i) = \beta \cdot \frac{B_a^2}{2\mu_0}$$

Die Annahme einer thermischen Energieverteilung ist nicht unberechtigt, da bei den sich ergebenden Dichten und Temperaturen die Stoßzeit für Deuteronen größenordnungsmäßig 10^{-8} sec beträgt, also sehr klein ist gegenüber der Viertelperiode der Entladung.

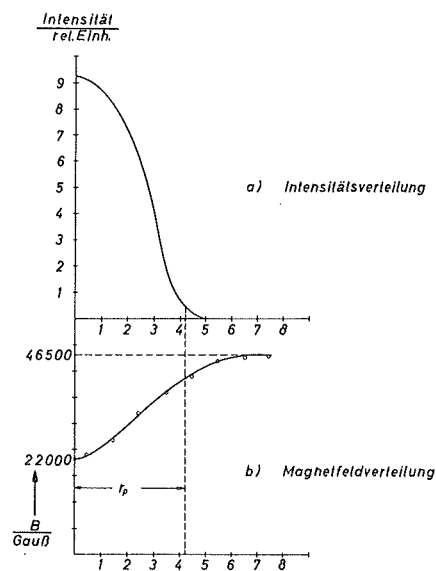
Abb. 29 zeigt radiale Verteilungen des inneren Magnetfeldes und der Intensität des Gesamtlichtes zum Zeitpunkt der maximalen Kompression unter den gleichen experimentellen Bedingungen wie in Abb. 26. Wie in 3.2.1 ausgeführt, kann angenommen werden, daß

$$n \approx \sqrt{I} \quad .$$

Da die Liniendichte bekannt ist, kann man die Beziehung $N = 2\pi \int_0^{a_0} n(r) \cdot r \cdot dr$ ausnutzen um die Verteilung zu normieren und die maximale Dichte zu bestimmen. Es ergibt sich

$$n_{\max} = 4,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$$

Der Wert einer derartigen Normierung ist zunächst gering, da die Voraussetzung $n(r) \ll n_{\max}$ für $r > a$ nicht direkt nachgeprüft werden kann. Man kann diese Annahme jedoch auf indirekte Weise bestätigen.



Radiale Magnetfeld- und Intensitätsverteilung im Strommaximum

Abb 29

Aus $n_{\max} = 4,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $n_0 = 1,75 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ergibt sich in der Nähe der Achse ein Verdichtungsverhältnis

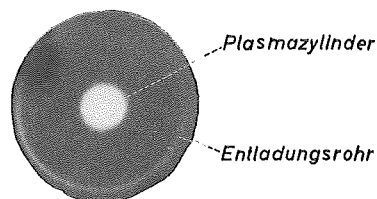
$$\frac{n_{\max}}{n_0} = 26$$

Die magnetische Feldstärke hat in der Nähe der Achse den Wert $B_1 = 22\,000$ Gauß, zu Beginn der Kompression war $B_1 = 800 - 900$ Gauß. Daraus folgt ein Kompressionsverhältnis von 27.

Diese Übereinstimmung der Kompressionsverhältnisse bestätigt die oben durchgeführte Normierung. Der Fehler in der Berechnung von n_{\max} wird im wesentlichen durch den Fehler von N bestimmt und liegt bei 20 %.

Die Messung von radialen Verteilungen hat nur dann Sinn, wenn Rotationssymmetrie vorhanden ist und wenn die Symmetrieachsen von Plasma und Spule zusammenfallen (bei Beobachtung in axialer Richtung).

Um diese Voraussetzungen zu kontrollieren, wurde das Plasma in axialer Beobachtung bei einer Belichtungszeit von $1 \cdot 10^{-7}$ sec im Augenblick der maximalen Kompression fotografiert. Als Kurzzeitverschluß diente eine Kerrzelle. Abb. 30 zeigt eine derartige Photographie.



Belichtungszeit - 10^{-7} sec

*Photographie des Plasmazylinders
im Maximum der Kompression.*

Abb. 30

Die kreisförmige Fläche in der Mitte ist ein Querschnitt des Plasmazyinders im Augenblick der maximalen Kompression, Der leuchtende Ring stellt ein Bild des Entladungsrohres dar. Das Leuchten des Entladungsrohres stammt aus späteren Halbwellen der Entladung, wenn das Plasma mit der Wand in Kontakt kommt. Die Schwärzung des Filmes ist auf den endlichen Schließfaktor der Kerrzelle zurückzuführen.

Die Abweichungen von der Rotationssymmetrie des Plasmazyinders sind sehr gering und von der gleichen Größenordnung wie die Unrundheit des Entladungsrohres. Die Achsen von Entladungsrohr und Plasmazyylinder fallen zusammen.

Aus der Magnetfeldverteilung entnimmt man in der Nähe der Achse:

$$\beta_{\max} \approx 0,8$$

Für die Teilchendichte auf der Achse hatte sich ergeben:

$$n_{\max} \quad 4,5 \cdot 10^{17}$$

Daraus folgt für die mittlere Energie:

$$k(T_e + T_i) \approx 1,2 \cdot 10^2 \text{ eV}$$

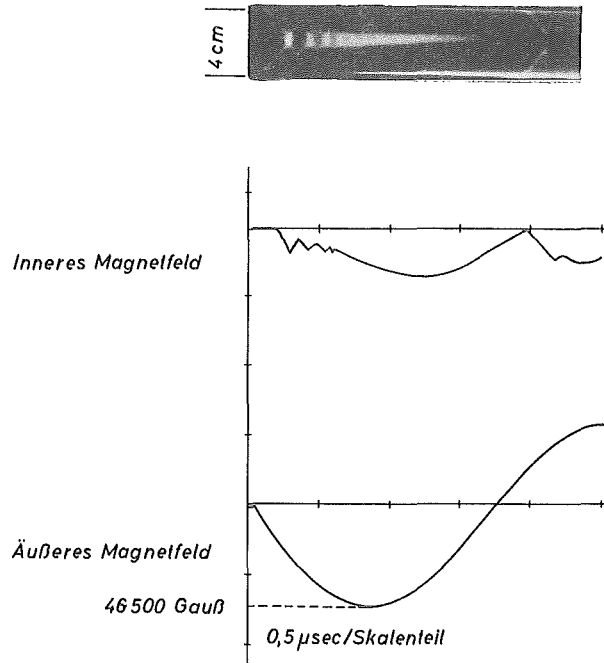
Der der Teilchendichte n_{\max} entsprechende Kompressionsgrad beträgt

$$\chi \approx 25$$

Diese Größen kennzeichnen den Plasmazustand im Augenblick des Strommaximums. Eine entsprechende Beschreibung des Plasmas zum Zeitpunkt der ersten maximalen Kompression ist mit den vorliegenden Messungen nicht möglich. Aus den Magnetfeldmessungen und Streakphotos läßt sich nur der Kompressionsgrad entnehmen, der ungefähr denselben Wert hat, wie im Augenblick des Strommaximums. Dies bedeutet jedoch, daß dem Plasma im Zeitraum zwischen 1. maximaler Kompression und Strommaximum durch Kompression keine Energie zugeführt wird.

Weitere Kompressionsexperimente wurden bei einer Anfangsliniendichte von $N_0 = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ und bei einem Anfangsmagnetfeld von ungefähr 100 Gauß gemacht. Diese Versuchsbedingungen werden verwirklicht, wenn bei einem Anfangsdruck von $250 \mu \text{ D}_2$ die Hauptbatterie erst $8 \mu \text{ sec}$ nach Beginn der Vorentladung eingeschaltet wird.

Abb. 31 zeigt mit diesen Anfangsbedingungen eine Streakkameraaufnahme der Plasmakompression zusammen mit dem zeitlichen Verlauf von innerem und äußerem Magnetfeld. Die Schwingungsamplituden des Plasmazyinders nehmen in diesem Fall sehr schnell ab und sind bereits nach $0,6 \mu \text{ sec}$ nicht mehr wahrnehmbar. Mit Hilfe eines Photomultipliers war es möglich, kurz nach Erreichen dieses Gleichgewichtszustandes die Schwingungsperiode auszumessen und damit die Liniendichte zu bestimmen. Es ergab sich der bereits genannte Wert $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$.



Streak - Photographie der Plasmakompression, inneres und äußeres Magnetfeld bei einer Liniendichte $N_0 = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$.

Abb. 31

Aus der Intensitätsverteilung, dem inneren Magnetfeld und dem äußeren Magnetfeld folgt dann mit den im ersten Beispiel ($N \approx 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$) diskutierten Voraussetzungen für den Plasmazustand in diesem Zeitpunkt:



$$\begin{aligned} \beta_{\max} &\approx 0,9 \\ n_{\max} &\approx 1,7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ k (T_e + T_i) &\approx 2,2 \cdot 10^2 \text{ eV} \\ \mathcal{H} &\approx 20 \end{aligned}$$

Im Strommaximum erhält man aus den Magnetfeldmessungen: $\beta \approx 0,8$.

Man würde erwarten, daß das β des Plasmas höher liegt als in dem vorhergehenden Versuch, da das Anfangsmagnetfeld wesentlich kleiner ist. Dies ist nur kurz nach dem Verschwinden der radialen Schwingungen der Fall. Zu dieser Zeit ist $\beta \approx 0,9$. Das Absinken des β -Wertes zwischen $0,6$ und $0,8 \mu\text{sec}$ hängt sehr wahrscheinlich mit dem Einsetzen der Endverluste zusammen, die ein Abnehmen der Energiedichte des Plasmas zur Folge haben.

Das Ausströmen des Plasmas erklärt ferner, daß das Maximum des inneren Magnetfeldes später auftritt als das Maximum des äußeren Magnetfeldes. Stellt man sich vor, daß das Plasma in einer Zeit, die klein ist gegenüber der Viertelperiode der Entladung, ausströmt, so setzt sich der innere magnetische Druck mit dem äußeren ins Gleichgewicht und das innere Magnetfeld muß entsprechend zunehmen.

Man beobachtet noch eine weitere Erscheinung, die auf Endverluste zurückzuführen ist. Der Plasmaradius nimmt in der zweiten Viertelperiode der Entladung weiter ab, obwohl der äußere magnetische Druck sich vermindert. Dies ist nur dann verständlich, wenn

1. das β nahe bei eins ist,
2. der kinetische Druck des Plasmas auf Grund von Endverlusten schneller abnimmt als der äußere magnetische Druck.

Um diese Vorstellungen genauer zu überprüfen, wurde von H. Kever (36) der relative zeitliche Verlauf des Plasmaradius in der zweiten Viertelperiode gerechnet mit den Voraussetzungen, daß

1. Ständig die Gleichung erfüllt ist: $\frac{B_a^2}{2\mu_0} = \frac{B_i^2}{2\mu_0} + n \cdot kT = \frac{1}{\beta} n \cdot kT$
2. Für die Liniendichte gilt: $N = N_0 \exp\left(-\frac{t}{t_E}\right)$ mit $t_E = \text{const} = \frac{1}{2v_z}$,
3. das Magnetfeld einen sinusförmigen Verlauf hat,
4. die radiale Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas vernachlässigbar gering ist.

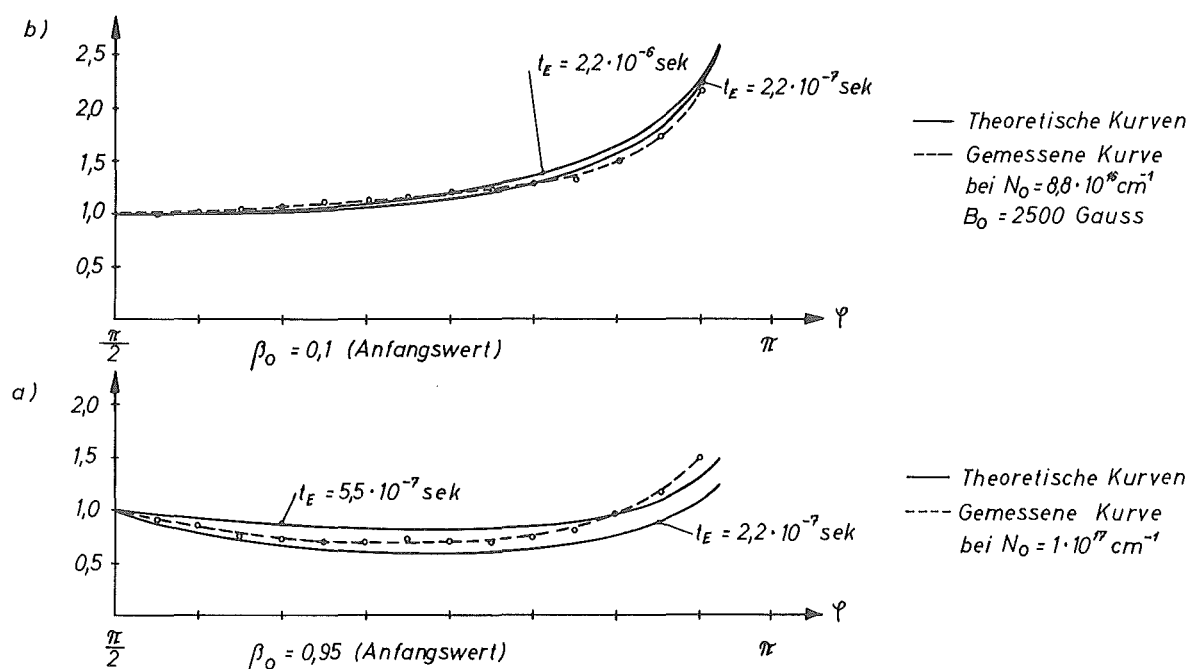
Die Annahme $t_E = \text{const.}$ bedeutet, daß man in dem interessierenden Zeitbereich, nämlich während der "Kompression" des Plasmazylinders bei gleichzeitig abnehmendem äußeren magnetischen Druck, eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit zugrundelegt und annimmt, daß während dieser Zeit Abweichungen von dem Mittelwert gering sind. Wenn der Plasmazylinder stark expandiert, ist dies sicher nicht mehr der Fall.

Der Verlauf von $a(t)$ wurde für verschiedene Werte von t_E und β_0 gerechnet. Abb. 32a zeigt die beiden Kurven aus der Kurvenschar, die am besten zu dem gemessenen $a(t)$ paßten.

Man kann daraus schließen, daß der β -Wert des Plasmas nahe bei eins liegt. Die Magnetfeldmessungen werden also bestätigt. Die mittlere Ausströmgeschwindigkeit ist von der Größenordnung $10^7 \text{ cm}^{-1}\text{sec}$. Dies bedeutet aber, daß die durch schnelle Kompression zugeführte Energie, die zunächst in Form gerichteter Bewegung vorliegt, durch Stöße auf andere Freiheitsgrade übertragen worden ist.

Zum Vergleich wurden auch Aufnahmen von der Bewegung des Plasmazylinders gemacht, wenn zu Beginn der Kompression ein relativ großes Magnetfeld $B_1 \approx 3000 \text{ Gauß}$ eingeschlossen ist. In diesem Fall ist im Strommaximum $\beta = 0,1 - 0,3$.

Abb. 32b zeigt das gemessene $a(t)$ und zwei gerechnete Kurven, bei denen t_E um einen Faktor 10 variiert wurde. Die beiden Kurven zeigen kaum einen Unterschied. Der Einfluß des β -Wertes auf das Plasmaverhalten während des Ausströmen ist damit deutlich demonstriert.



$a(t)$ theoretisch und experimentell während der zweiten Viertelperiode der Entladung

Abb. 32

Insgesamt zeigt der Vergleich der gerechneten mit den gemessenen Kurven, daß das Ausströmverhalten des Plasmas mit der sicher nur näherungsweise erfüllten Voraussetzung: $t_E = \text{const}$, durch die Rechnungen von H. Kever gut beschrieben wird.

3.2.4 ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE WÄHREND DER KOMPRESSIONSPHASE.

Die vorliegenden Meßergebnisse bestätigen die physikalischen Vorstellungen über die Kompression eines Plasmas durch ein rasch ansteigendes Magnetfeld. Wenn die Anfangsleitfähigkeit des Plasmas genügend hoch ist, dringt das komprimierende Magnetfeld nicht ins Plasma ein und die Kompression erfolgt in physikalisch durchsichtiger und reproduzierbarer Weise. Es ist auf diese Weise möglich, ein Hochtemperaturplasma mit hohem β ($\beta \approx 0,9$) zu erzeugen.

Der zu Beginn der Kompression im Plasma vorhandene magnetische Fluß bleibt während des Kompressionsvorganges näherungsweise erhalten. Das Anfangsgas wird nahezu vollständig durch den magnetischen Kolben erfaßt und komprimiert. Während der "schnellen" Kompressionsphase sind Teilchenverluste vernachlässigbar. Die Messungen von P. Bogen zeigen, daß auch die Zusammensetzung des Gases während des gesamten Entladungsvorganges erhalten bleibt.

Das komprimierte Plasma besitzt Rotationssymmetrie und die Achse des Plasmazylinders fällt mit der Spulenachse zusammen. Das Kompressionsverhältnis liegt zwischen 20 und 25 und ist weitgehend unabhängig von der Anfangsdichte.

Bei einer Umfangsspannung an der Spule $U_E \approx 20$ kV und einer Anfangsliniendichte $N_0 \approx 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ erreicht das Plasma durch Kompression eine Temperatur $T_e + T_i \approx 1,2 \cdot 10^2 \text{ eV}$. Aus der für die Dimensionierungsrechnungen benutzten Gleichung

$$T_e + T_i \approx 3,4 \cdot 10^{10} \cdot \frac{U_0}{\sqrt{N}}$$

würde folgen mit $U_0 = 18$ kV, $N = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$:

$$T_e + T_i \approx 1,3 \cdot 10^2 \text{ eV}.$$

Bei einer Anfangsliniendichte $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ hat das Plasma nach der schnellen Kompression eine Temperatur:

$$T_e + T_i \approx 2,2 \cdot 10^2 \text{ eV}$$

Aus den Rechnungen ergibt sich in diesem Fall:

$$T_e + T_i \approx 1,8 \cdot 10^2 \text{ eV}.$$

Die Unterschiede zwischen gerechneten und gemessenen Temperaturen sind also immer kleiner als 20 %, d.h. sie sind kleiner als der Fehler in der Dichtemessung, der auch den Fehler in der Temperaturmessung bestimmt. Wenn man berücksichtigt, daß die wirklich ablaufenden physikalischen Vorgänge sowohl von den Meßverfahren wie auch von den Rechnungen nur näherungsweise erfaßt werden, ist die Übereinstimmung besser als man erwarten könnte.

Das in den beiden Fällen $N = 1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ und $N = 1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$ beobachtete dynamische Verhalten des Plasmas wurde von H. Kever in (37) mit den Ergebnissen der Rechnung verglichen. Es wurde Übereinstimmung in mehreren charakteristischen Größen wie Kompressionszeit, Kompressionsverhältnis am Ende der ersten Implosion und bezüglich der Energieaufnahme festgestellt.

Aus dem zeitlichen Verlauf des Plasmaradius in dem Zeitintervall vom Strommaximum bis zum Beginn der zweiten Halbwelle können Schlüsse auf die Endverluste beim Theta-Pinch gezogen werden. Durch Vergleich der experimentellen Beobachtungen mit Rechnungen von

H. Kever ergibt sich, daß das Plasma bei einer Temperatur $(T_e + T_i) \approx 2 \cdot 10^2$ eV mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 10^7 cm/sec an den Spulenenden ausströmt.

A N H A N G

ÜBERLEGUNGEN ZUR DIMENSIONIERUNG EINES EXPERIMENTS ZUR ERZEUGUNG EINES THERMONUKLEAREN PLASMAS.

Die experimentelle Anordnung beim θ -Pinch kann charakterisiert werden durch folgende Parameter:

$$\begin{aligned} \text{Kondensatorbatterie} &: C, L_B, U_0 \\ \text{Spule} &: l, a_S (L_S = \mu_0 \cdot \frac{a_S^2 \cdot \pi}{l}) \\ \text{Gas und Anfangsmagnetfeld} &: m_i, n_0, T_0, B_{i0} \end{aligned}$$

Dabei bedeuten:

C = Kapazität der Kondensatorbatterie, U_0 = Ladespannung der Kondensatorbatterie,
 L_B = Induktivität der Kondensatorbatterie, L_S = Induktivität der Spule,
 l = Länge der Spule, a_S = Radius der Spule,
 B_{i0} = Stärke des Anfangsmagnetfeldes, n_0 = Anfangsdichte des Gases,
 m_i = Masse der Ionen T_0 = Anfangstemperatur des Gases.

Im Strommaximum der Kondensatorentladung ist der Zustand des komprimierten Plasmas im wesentlichen durch folgende Größen bestimmt: Radius des Plasmazylinders a_2 , Teilchendichte n_2 , Plasmatemperatur T_2 und inneres Magnetfeld B_{i2} . Wir ordnen diesem Zustand ferner eine Einschließungszeit t_E zu.

Damit Zustandsgrößen wie n , T , und a eindeutig definiert werden können, ist es notwendig, einige ergänzende Forderungen zu stellen.

Für das Vorhandensein einer Plasmatemperatur ist es erforderlich, daß die mittlere Zeit t_S zwischen zwei Stößen von Deuteronen klein ist im Vergleich zur Einschließungszeit t_E : $\frac{t_S}{t_E} \ll 1$. Für die folgende Übersichtsrechnung sei beispielsweise mit $\frac{t_S}{t_E} = 1/10$ gerechnet. Damit ist zusammen mit der geforderten Temperatur ($T = 1 \text{ keV}$) eine Festlegung der Dichte erfolgt, gemäß

$$t_S = \frac{\lambda}{v} \sim \frac{1/n \cdot Q}{\sqrt{T}}$$

mit n = Teilchendichte und Q = Wirkungsquerschnitt, für den gilt $Q \sim \frac{1}{T^2}$. Es ergibt sich für die Dichte ein Wert $n_2 = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Wenn der Plasmazylinder nicht nur aus einer Grenzschicht bestehen soll, ist zu fordern, daß der Gyrationradius für Deuteronen ($r_D = \frac{m_D \cdot v}{e \cdot B}$) klein ist im Vergleich zum Radius des Plasmazylinders a_2 . Geht man davon aus, daß bei der Einschließung des Plasmas der magnetische Druck ($\frac{B^2}{2\mu_0}$) und der kinetische Druck (nkT) von vergleichbarer Größe sind,

so ergibt sich ein Deuteronengyrationsradius von 1 mm. Als untere Grenze für den Wert des Verhältnisses von $\frac{a_2}{r_D}$ erscheint $\frac{a_2}{r_D} = 5$ als angemessen. Mit dieser Festsetzung folgt für den Plasmadurchmesser $2 a_2 = 1$ cm. Unter diesen Verhältnissen wird auch die Verteilung von Größen wie n , T , B_1 der Messung noch zugänglich sein.

Damit sind die Größen, die den Zustand des Plasmas bestimmen, bis auf das innere Magnetfeld B_{i2} festgelegt. In Abschnitt 1.1.1.2 dieser Arbeit ist statt des inneren Magnetfeldes der Ausdruck $\beta = \frac{nkT}{B_{i2}^2/2\mu_0}$ diskutiert worden und es wurde gefordert, daß das β nahe bei eins liegt. In den folgenden Abschätzungen wird mit $\beta = 0,9$ gerechnet.

Es soll also ein Plasma mit folgenden Daten erzeugt werden:

$$\begin{aligned} T &= 1 \text{ keV} \\ n_2 &= 10^{17} \text{ cm}^{-3} \\ a_2 &= 5 \text{ mm} \\ t_E &= 10 \mu\text{sec} \\ \beta &= 0,9 \end{aligned}$$

In den folgenden Überlegungen soll versucht werden, die oben genannten experimentellen Ausgangsparameter durch die gewünschten Plasmaeigenschaften zu bestimmen.

Über die Masse der Ionen ist bereits verfügt, da die Kompressionsexperimente vorwiegend mit Deuterium durchgeführt werden sollen. Für L_B besteht die Forderung $L_B \ll L_S$, da die im Strommaximum vorhandene Magnetfeldenergie aus Gründen der Wirtschaftlichkeit möglichst vollständig in der Spule konzentriert sein soll. Die Anfangstemperatur T_0 geht in die Aufheizung durch schnelle Kompression nicht ein, wie in Abschnitt 1.1.1.1 dargestellt wurde. T_0 soll hier also nicht festgelegt werden. Es wird allerdings in einem anderen Abschnitt (1.2.2) gezeigt, daß die Anfangstemperatur der Elektronen indirekt für die Aufheizung von Bedeutung ist.

Folgende Beziehungen werden zur Verknüpfung der gewünschten Plasmazustand beschreibenden Parameter mit den experimentellen Ausgangsparametern benutzt:

$$1. \quad \frac{B_{a,2}^2}{2\mu_0} = \frac{1}{B} \cdot n \cdot k(T_e + T_i) = 3,5 \cdot 10^1 \text{ Joule cm}^{-3}$$

Diese Gleichung drückt aus, daß im Strommaximum Gleichgewicht zwischen dem Druck des äußeren Magnetfeldes und dem kinetischen Druck des Plasmas plus dem inneren Magnetfeldruck bestehen soll.

$$2. \quad t_E = \frac{R \cdot l}{2\bar{v}_{z,i}} = 10 \mu\text{sec}$$

Für das "Spiegelverhältnis" R (vergl. S. 19) wird ein unterer Grenzwert $R = 1$ angenommen und für die mittlere Strömungsgeschwindigkeit der Ionen $\bar{v}_{z,i}$ soll gemäß (11) gelten

$$\bar{v}_{z,i} \approx 1/4 \cdot \bar{v}_i = 1/2 \sqrt{\frac{2kT}{m_i \pi}}$$

Hieraus ergibt sich der Wert für die Spulenlänge l und zwar zu 150 cm.

3. Die dem Strommaximum zugeordnete Einschließungszeit soll ungefähr gleich der gesamten Kompressionszeit sein, die gleich der Viertelperiode der Entladung ist.

$$t_E = 1/4 \cdot t_B \quad (t_B = \text{Periode der Entladung})$$

4. Die Aufheizung durch adiabate Kompression wird bestimmt durch

$$T_2 = \left(\frac{a_1}{a_2} \right)^{2(\gamma-1)} \cdot T = 1,14 \cdot 10^7 \text{ } ^\circ\text{K}$$

Dabei ist T_1 die Temperatur, die das Plasma zu Beginn der adiabaten Zustandsänderung aufweist und a_1 der zugeordnete Plasmaradius.

5. Während des gesamten Kompressionsvorganges möge die Liniendichte N und der magnetische Fluß Φ konstant angenommen sein d.h.

$$N = 2\pi \int_0^a n \cdot r \cdot dr = \text{const.} \quad \Phi = 2\pi \int_0^a B_i \cdot r \cdot dr = \text{const.}$$

6. Aus Rechnungen von H. Kever (Schneepflugmodell) folgt näherungsweise für die Aufheizung des Plasmas durch eine schnelle Kompression, die der adiabaten Kompression nach (4) vorhergeht

$$T_1 \approx 1,7 \cdot 10^{10} \cdot \frac{U}{\sqrt{N}}$$

(U = Spannung der Kondensatorbatterie)

7. Für das Kompressionsverhältnis ergeben dieselben Rechnungen mit a_0 = Anfangsradius des Plasmas:

$$\frac{a_0}{a_1} = 4$$

Hier ist zu beachten, daß der Anfangsradius des Plasmas a_0 gleich dem Innenradius der Spule a_s sein soll (vergl. S. 22).

Diese Gleichungen liefern für die experimentellen Ausgangsparameter:

Spannung U_E	$\approx 29 \text{ kV}$
Rohrradius a_s	$\approx 8 \text{ cm}$
Kapazität der Batterie C	$\approx 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ F}$
Länge der Spule l	150 cm
Anfangsdichte n_0	$5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$
Anfangsmagnetfeld $B_{i,0}$	100 Gauß

Daraus abgeleitete Größen:

Gespeicherte Energie E	$1 \cdot 10^6 \text{ Joule}$
Spuleninduktivität L_s	$1,5 \cdot 10^{-8} \text{ H}$
Plasmatemperatur nach der schnellen Kompression, d.h. am Anfang der adiabaten Kompression T_1	$1,7 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$
Liniendichte N	$1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-1}$

L I T E R A T U R

1. Alan C. Kolb
Progress in Shock Wave Research,
Proc. of the Fourth Int. Conf. on Ionizat.
Phenomena in Gases, P. 1021, Uppsala 1959.
2. F.L. Ribe,
Recent Experimental Results on Fast Com-
pression Plasma Heating and Rotating Plas-
mas.
Proc. of the Fourth Int. Conf. on Ionizat.
Phenomena in Gases, P. 1032, Uppsala 1959.
3. Alan C. Kolb,
H.R. Griem,
W.R. Faust,
Dense Plasma Confined by External Fields.
Proc. of the Fourth Int. Conf. on Ionizat.
Phenomena in Gases, P. 1037, Uppsala 1959.
4. H. Fay,
E. Hintz,
H.L. Jordan,
Experiments on Shock-Compression of Plasma.
Proc. of the Fourth Int. Conf. on Ionizat.
Phenomena in Gases, P. 1046, Uppsala 1959.
5. H.A.B. Bodin,
T.S. Green,
G.B.P. Niblett,
N.J. Peacock,
An Experimental Investigation of the Rapid
Compression of a Plasma Using Azimuthal
Currents.
Proceedings of the Fourth International
Conference on Ionization Phenomena in Gases,
P. 1061, Uppsala 1959.
6. H.A.B. Bodin,
T.S. Green,
G.B.P. Niblett,
N.J. Peacock,
The Formation and Implosion of a Cylindri-
cal Current Sheath in Thetatron,
Proceedings of the Fourth International
Conference on Ionization Phenomena in Gases,
P. 1065, Uppsala.
7. Alan C. Kolb,
C.B. Dobbie,
H.R. Griem,
E.M. Little,
W.E. Quinn,
F.L. Ribe,
Phys. Rev. Letters 3, 5, 1959.

Phys. Fluids, 4, 711, 1961.

8. Alan C. Kolb,
Magnetic Compression of Shock Preheated
Deuterium.
Proc. of the Second U. N. Int. Conf. on
the Peaceful Uses of Atomic Energy,
Vol. 31, P. 329, Genf 1958.
9. H. Kever,
Dissertation,
Aachen 1961.
10. F.L. Ribe,
Dynamic Sheath in an Axial Magnetic Field
LAMS-2471, Controlled Thermonuclear
Processes.
11. Alan C. Kolb,
Review of Modern Physics,
Vol. 31, P. 748-F (1960).
12. R.F. Post,
Impurity Radiation Losses from a High
Temperature Plasma.
Danish Atomic Energy Commission,
Risø Report No. 18.
13. H. Grad,
Phys. Rev. Letters 4, 222, 1960.
14. M.N. Rosenbluth,
Stability and Heating in the Pinch Effect,
Proc. of the Second U. N. Int. Conf. on
the Peaceful Uses of Atomic Energy,
Vol. 31, P. 85, Genf 1958.
15. H.J. Jordan,
Methods for the Production of High Density
High Temperature Plasma by Magnetic Compres-
sion under Controlled Initial Conditions,
Journal of Plasma Physics and Thermonuclear
Fusion, 1961, im Druck.
16. L. Spitzer,
Physics of Fully Ionized Gases.
17. K. Schindler,
Pers. Mitteilung.
18. E. Hintz,
The Three Electrode Spark Gap and its Appli-
cation for the Simultaneous Switching of
Many Parallel Spark Gaps.
Proc. of the Fourth International Conf. on
Ionization Phenomena in Gases, P. 408,
Uppsala 1959.
19. P. Bogen,
Pers. Mitteilung.
20. R. Chodura
und andere,
Pre-Breakdown Phenomena in an Induction Pinch
Device.
Abstracts der Internationalen Konferenz über
Plasmaphysik, Salzburg 1961, Nr. 3.

31. H.H. Rheindorf
Diplomarbeit,
T.H. Aachen, 1960.
32. Glasstone,
Lovberg,
Controlled Thermonuclear Reactions.
33. O. Bunemann,
Instability, turbulence and conductivity in a
current carrying plasma.
34. H. Förster,
J. Schlüter,
Measurements of Conductivity in Linear Pinch
Discharges by Means of Magnetic Probes.
Proc. of the Fourth Int. Conf. on Ionization
Phenomena in Gases, P. 867, Uppsala 1959.
35. K.H. Dippel,
Teckenburg,
Magnetic Field Probes with High Frequency
Response.
Proc. of the Fourth Int. Conf. on Ionization
Phenomena in Gases, P. 533, Uppsala 1959.
36. H. Kever,
Persönliche Mitteilung.
37. H. Kever,
Theory of Dynamical Behaviour of Plasmas with
Internal Magnetic Fields During Compression,
Comparison with Experiments,
Journal of Plasma Physics and Thermonuclear
Fusion, 1961.
38. H.L. Jordan,
Rendiconti S.I.F. XIII Corso P. 97.
39. H.L. Jordan,
H. Kever,
K. Schindler,
Notes on fast magnetic compression of plasmas.
Nuclear Instruments and Methods 4, 322, 1959.
40. K. Hain,
A. C. Kolb,
Fast Theta-Pinch,
Journal of Plasma Physics and Thermonuclear
Fusion, 1961, im Druck.

Dem Institutsleiter, Herrn Prof. Fucks, danke ich herzlich für die mir gewährte Möglichkeit, diese Arbeit durchzuführen sowie für klärende Diskussionen.

Mein besonderer Dank gebührt Herrn Dr. Jordan für die Anregung zu dieser Arbeit und für einige wichtige Vorschläge.

Herrn Dr. Bogen, Herrn Dr. Kever und Herrn Dr. Fay bin ich für ihre stetige Hilfsbereitschaft und für zahlreiche anregende Diskussionen und wertvolle Hinweise zu großem Dank verpflichtet.

Ferner danke ich Herrn Korr, Herrn Braune und Herrn Bach für ihre tatkräftige Unterstützung bei der technischen Durchführung dieser Arbeit sowie allen Kollegen und Mitarbeitern, die mir im Verlauf dieser Arbeit behilflich waren.

Ich möchte an dieser Stelle ebenfalls Dr. Alan C. Kolb vom Naval Research Lab., Washington, für sein ständiges, förderndes Interesse sowie für zahlreiche klärende Diskussionen und hilfreiche Ratschläge meinen herzlichen Dank aussprechen.

Vorliegender Bericht ist ein Abdruck meiner im Mai 1962 an der Technischen
Hochschule Aachen eingereichten Dissertation.

